

**Massenspektrometrische Ionen-Radialprofile
an einem Elektronenstrahlplasma**

Werner Spormann

*Duss
München
1964*



Massenspektrometrische Ionen-Radialprofile
an einem Elektronenstrahlplasma

Dissertation der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von Werner Spormann
aus Gelsenkirchen

München, den 14.6.1984

1. Gutachter: Prof.Dr. A.Heisen

2. Gutachter: Prof.Dr. J.Brandmüller

Tag der mündlichen Prüfung: ...*12.12.1984*.....

Inhaltsangabe

Zusammenfassung

Liste der verwendeten Symbole

1. Einleitung	-1-
2. Aufgabenstellung	-2-
3. Apparaturbeschreibung	
3.1. Mechanischer Aufbau	-4-
3.2. Das radialbewegliche Massenspektrometer	-6-
3.3. Die Sonden	
3.3.1. Aufbau	-7-
3.3.2. Sondereigenschaften	-9-
3.4. Das Nachweissystem	-11-
3.5. Weiterverarbeitung der Daten	-12-
3.6. Meßablauf	-13-
3.7. Schwierigkeiten	-14-
3.8. Die Auswertung	-14-
4. Ergebnisse	
4.1. Neutralgasanalyse	-15-
4.2. Die Dichteprofile	-16-
4.3. Die Ionenkonzentrationen	-17-
5. Theoretische Überlegungen	
5.1. Allgemeines	-19-
5.2. Das 5-Komponenten-Modell	-22-
5.3. Das 8-Komponenten-Modell	-26-
6. Vergleich von Theorie und Experiment	
6.1. Das Masse-1-Problem	-29-
6.2. Das NH_3 -Problem	-30-
6.3. Messungen in Gemischen von H_2 und N_2	-32-
6.4. Die Stromabhängigkeit der Dichten und Konzentrationen	-35-
6.5. Die Druckabhängigkeit der Dichten in der Achse	-37-

6.5. Die Druckabhängigkeit der Konzentrationen in der Achse	-39-
6.6. Bestimmung des Ratenkoeffizienten der Reaktion $\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_3^+ + \text{H}$	-39-
6.7. Die Druckabhängigkeit der Profile	-41-
7. Zusammenfassende Diskussion der Ergebnisse	-41-

Anhang

Literaturverzeichnis

Abbildungen 1-30 mit Verzeichnis

Fotos 1-4

Zusammenfassung

Es wurde die Kombination einer Extraktionssonde mit einem nachgeschalteten radialbeweglichen Massenspektrometer entwickelt, die erstmals die Messung von Radialprofilen unterschiedlicher Ionensorten im Inneren eines elektronenstrahlerzeugten, zylindrischen Wasserstoffplasmas ermöglichte. Diese Profile sind im Widerspruch zur bekannten Annahme Oskams für das in unserem Fall vorliegende quasi-neutrale Plasma mit ambipolar diffundierenden Ladungsträgern einander nicht proportional. Die auf die lokale Elektronendichte bezogenen Ionenkonzentrationen sind damit ortsabhängig. Mit Hilfe eines neu aufgestellten theoretischen Modells aus 8 verschiedenen Ionensorten, welches die Diffusion der Ladungsträger zur Wand und ihre Reaktionen mit dem Neutralgas berücksichtigt (Ionen-Molekül-Reaktionen), gelingt es, die gemessenen Profilformen der unterschiedlichen Ionensorten zu erklären. Die vom Modell postulierte Anwesenheit von neutralem Ammoniak als Reaktionspartner kann dann experimentell nachgewiesen werden, wenn man dem Wasserstoffgas definiert hohe Konzentrationen von Stickstoff beimischt. Es wird abgeschätzt, daß ein Aufbau von Ammoniak aus Wasserstoffgas mit Stickstoffverunreinigungen im Plasma möglich erscheint.

Die eingeführte Meßmethode ermöglicht auch die direkte Bestimmung der Strom- und Druckabhängigkeiten aller Iondichten und der Konzentrationen in der Mitte des Plasmabehälters. Das 8-Komponenten-Modell gibt diese Abhängigkeiten überwiegend richtig wieder. Weiterhin stellt sich heraus, daß die Radialprofile der Ionensorten entscheidend durch die Restgase Wasserdampf und Ammoniak beeinflusst werden. Da die Konzentrationen dieser Anteile in der Apparatur nicht genau genug bekannt sind, konnte vorerst nur der Ratenkoeffizient der Reaktion $\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_3^+ + \text{H}$, der unabhängig von Restgaseinflüssen ist, mit einer Größe von $k = (1 \pm 0.2) \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ durch Anpassungsrechnungen an den Verlauf der H_2^+ -Konzentration ermittelt werden.

Liste der verwendeten Symbole

In der Regel werden alle verwendeten Symbole und Abkürzungen beim ersten Auftauchen im Text erklärt.

Falls nicht anders angegeben, soll bedeuten

n_i	Dichte der Ionensorte i
n_e	Elektronendichte
$\vec{\nabla}$	Gradient
Δ	Laplaceoperator
c_i	Konzentration der Ionensorte i
N_i	Primärerzeugungsrate der Ionensorte i
D_a	Ambipolarer Diffusionskoeffizient
V	Verlustrate
R	Plasmaradius
r	Abstand zur Gefäßachse
z	Abstand von, der Elektronenkanone
a	Radius des Elektronenstrahls
k	Ratenkoeffizient, auch Boltzmannkonstante
q	Streuquerschnitt
s_{eff}	effektive differentielle Ionisation
T_e	Elektronentemperatur
p	Neutralgasdruck
I_B	Strahlstrom der Elektronen
j_e	Stromdichte der Elektronen
λ_D	Debyelänge
$\varnothing$	Durchmesser

1. Einleitung

Elektrische Gasentladungen werden schon seit mehr als 100 Jahren mit wissenschaftlichen Methoden untersucht. Zunächst beschränkte man sich auf die rein phänomenologische Beschreibung der verschiedenen Leuchterscheinungen und das Ausmessen der äußeren Strom-Spannungs-Charakteristiken verschiedener Gase und Geometrien.

Etwa mit den Arbeiten von Langmuir und Moth-Smith (1924) begann die Untersuchung der mikroskopischen Vorgänge im Inneren des Plasmas. Neben den bewährten und immer noch aktuellen Langmuir-Sonden stehen heute eine Vielzahl von weiteren Diagnostikmethoden zur Verfügung. Man kann die charakteristische Strahlung der Plasmateilchen spektroskopieren und damit Teilchenart und Anregungszustand identifizieren; man ermittelt die Dichte des Plasmas mit Hilfe der im Mikrowellenbereich liegenden Plasmaschwingungen; man schießt geladene Teilchen in das Entladungsgefäß ein und erhält durch ihre Bahn Aussagen über die herrschenden Felder oder läßt die Plasmateilchen frei durch kleine Öffnungen in der Wand des Plasmabehälters effundieren, um sie nach Masse oder Energieverteilung zu untersuchen.

Mit diesen Informationen kann man dann z.B. leistungsfähigere Laser oder Ionenquellen bauen, erhält wissenschaftlich verwertbare Ergebnisse über Molekül-Ionen, Metastabile oder schnelle Neutralteilchen im Inneren der Entladung oder gewinnt vielleicht ein klareres Bild der sonst der direkten Messung schwer zugänglichen hohen Atmosphäre.

Aber trotz der verfeinerten Untersuchungsmethoden, oft gerade wegen der raffinierten technischen Möglichkeiten und deren Empfindlichkeit sind eine Reihe von Detailfragen noch unbeantwortet. Mit dieser Arbeit wird an einem Elektronenstrahlplasma versucht, durch die Einführung einer bisher noch nicht verwendeten Diagnostikmethode eine verbesserte Kenntnis der Plasmaeigenschaften zu erreichen.

2. Aufgabenstellung

Bei den bisherigen massenspektrometrischen Untersuchungen an Gasentladungsplasmen /z.B. 1-8/ erzeugte man das Plasma in einem meist zylinderförmigen Gefäß mit einem Gas von etwa $10^2 - 10^4$ Pascal (Pa) Druck und ließ die Ionen und Neutralteilchen durch eine kleine Öffnung in einen Raum niedrigen Druckes unter etwa 10^{-2} Pa, den Analysatorraum, effundieren. Dort werden die Neutralteilchen zur Aufrechterhaltung des kleinen Druckes schnellabgepumpt, die Ionen im Massenspektrometer selektiert und durch ein analoges oder digitales Aufzeichnungsverfahren nachgewiesen.

Pahl /8/ hat gezeigt, daß man aus dem Diffusionswandstrom der Ionen auf ihre Dichte in der Achse des Entladungsgefäßes schließen kann, wenn man ihre radiale Verteilung im Gefäß kennt. Läge nur eine Ionensorte im Plasma vor, und wäre die Primärerzeugung der Ladungsträger stets proportional der Dichte, so würde sich als Radialverteilung ein der Besselfunktion nullter Ordnung J_0 (im Bereich $|x| \leq 2.404$) proportionales Profil ergeben. Beim Auftreten mehrerer Ionensorten kann aus dem Wandstrom aber nur auf den Gradienten der Ionendichte an der Wand geschlossen werden und über ihre Radialverteilung im Inneren des Plasmas muß man zusätzliche Annahmen machen. Die verbreitetste Annahme ist die von Oskam /9/, der eine "Proportionalitätsbedingung"

$$\frac{\bar{\nabla} n_i}{n_i} = \frac{\bar{\nabla} n_e}{n_e} \quad , \quad \forall i$$

fordert, die besagt, daß die Profile aller auftretenden Ionensorten gleiche Form, nämlich die der Elektronenverteilung haben; die relativen Häufigkeiten der Ionensorten bleiben dabei über den Radius konstant. Diese Vereinfachung ermöglicht es ihm, aus den Stromtransportgleichungen der Elektronen und aller angenommenen Ionensorten das elektrische Raumladungsfeld, das die freie Diffusion der Ladungsträger behindert, zu berechnen. Dagegen sind bereits von Howorka /10,11/ unterschiedliche radiale Verteilungen von Ionensorten an einer Hohlkathodenentladung gemessen worden. Dazu wurde eine bewegliche Hohlkathode an einer festen Blende vorbeibewegt und die effundierenden Ionen von einem

hinter der Blende feststehenden Massenspektrometer nachgewiesen. Aus der Profilform berechnet Howorka die Reaktionsraten der auftretenden Ionen-Molekül-Reaktionen.

Wichtige Korrekturen an der Theorie des Mehrkomponentenplasmas sind von Wunderer /12,13/ angebracht worden. Er weist darauf hin, daß bei nicht proportionalen Profilen der ambipolare Diffusionsstrom nicht mehr exakt durch den üblichen Ansatz

$$\vec{S}_i = - D_{ai} \vec{\nabla} n_i$$

beschrieben wird, sondern daß ortsabhängige ambipolare Diffusionskoeffizienten $D_{ai}(r)$ auftreten können. Dies führt dann zu einem nur noch numerisch lösbaren System von gekoppelten Bilanzgleichungen für die einzelnen Ionensorten. Um die Unsicherheiten der Annahmen über die auftretenden radialen Verteilungen verschiedener Ionensorten im Plasma zu beseitigen, wird in dieser Arbeit versucht, die Ionen aus dem Inneren des Plasmas zu extrahieren, nach Massen zu separieren und radialabhängig aufzuzeichnen. Dazu konnten geeignete Extraktionssonden entwickelt werden, die kleiner und für das Plasma weniger störend sind als die von Boyd und Boylett /14/ für andere Zwecke verwendete und eine gewisse Ähnlichkeit mit den von Kumar et al. /15/ beschriebenen aufweisen. Da die Dichte einer Ionensorte an einem Ort im Plasmabehälter von der Primärerzeugungsrate einerseits sowie den Diffusions- bzw. Reaktionsverlusten andererseits abhängt, erschien uns ein System ideal, bei dem die Primärerzeugung des Plasmas auf die Achse des Gefäßes beschränkt ist, so daß außerhalb dieser Achse nur Diffusion und Ionen-Molekül-Reaktionen als Hauptverluste auftreten. Die Realisation ist mit einem Plasmagefäß großen Durchmessers (20 cm), in das axial ein Elektronenstrahl von ca. 5 mm $\varnothing$ eingeschossen wird, gelungen. Dieser Strahl erzeugt das Plasma primär, dessen gesamte Dichte damit in der Längsachse maximal ist. Außerhalb des Strahles, im Bereich der reinen Verluste, fällt sie annähernd logarithmisch ab. Die einzelnen Ionensorten, die sich zu dieser gesamten Plasmadichte aufsummieren, können dabei individuelle Verläufe annehmen. Diese zu

messen erschien uns als die wichtigste Aufgabe. Die Verlässlichkeit der damit gewonnenen, direkt gemessenen Radialprofile und der Ionenkonzentrationen sollen untersucht werden. Die Radialverteilungen der auftretenden Ionensorten werden im Rahmen eines neu aufzustellenden Mehrkomponentenmodells theoretisch berechnet und mit den Messungen verglichen. Wir werden feststellen, ob es möglich ist, Aussagen über die Größe der Ratenkoeffizienten der Reaktionen zu machen. Der Einfluß von Verunreinigungen des Neutralgases auf die Profilform wird erörtert.

3. Apparaturbeschreibung

3.1. Mechanischer Aufbau

Die verwendete Apparatur zur Messung der Ionen-Radialprofile wurde in den wesentlichen Teilen (radial bewegliches Massenspektrometer, Druckstufe, Extraktionssonde) neu angefertigt und aufgebaut. Der Aufbau von Entladungsgefäß, Elektronenkanone und Pumpstand gehen auf vorhergehende Arbeiten von Renner /16/ und Heider /17/ zurück.

Den schematischen Aufbau des Experimentes zeigt Abb. 1. Das Hochvakuumgefäß besteht aus einem Edelstahlrohr von 30 cm Länge und 24 cm lichter Weite. Vor Beginn der Messungen wird es mit einer Quecksilber-Diffusionspumpe von 500 Liter/sec Saugvermögen mit vorgeschalteter Kühlfalle, die mit flüssigem Stickstoff beschickt ist, über eine Öffnung von 80 mm Durchmesser evakuiert. Der mit allen angeschlossenen Diagnosebauteilen erreichbare Enddruck liegt bei $4 \cdot 10^{-4}$ Pa. Da nur Viton-Dichtungen vorgegeben waren, kann dieser Teil auf maximal 150 °C ausgeheizt werden. Der Gaseinlaß geschieht durch ein elektrisches Regelventil, die Druckmessung mittels eines Hochdruckionisationsmanometers (10^{-4} - 10^2 Pa).

In diesem äußeren, druckstabilen Zylinder befindet sich koaxial ein zweiter, dünnwandiger, weitgehend geschlossener Behälter, in dem das Plasma erzeugt wird. Er ist ebenfalls zylinderförmig, 27 cm lang und mit einem Durchmesser von 20 cm. Er enthält verschiedene Bohrungen, damit die Meßsonden von außen in das Plasma eingebracht werden können, eine Öffnung von 60 mm $\varnothing$ auf der Stirnseite als Einlaß für den plasmaerzeugenden Elektronenstrahl sowie zwei mit engmaschigen

Edelstahlnetzen verschlossene Fenster, eins zur Beobachtung des Plasmas und eines zur Messung der Neutralteilchenzusammensetzung im Plasmaraum (siehe Abb. 2). Der Innenzylinder ist durch Teflon-Abstandsringe im größeren Außenzylinder justiert und gegen diesen isoliert eingebaut. Er besitzt bei der Messung ein Potential von +50 Volt gegen Erde. Während des Experimentes wird in den Innenzylinder durch die stirnseitige Öffnung ein Elektronenstrahl eingeschossen, der im Neutralgas das Plasma erzeugt. Die dafür erforderliche Elektronenkanone befindet sich über eine Druckstufe vom Experimentierraum getrennt, so daß sie ständig bei einem Druck betrieben wird, der mindestens 3 Größenordnungen unter dem des Plasma-Neutralgases liegt, also stets unter $5 \cdot 10^{-3}$ Pa. Die Kanone selbst ist ein linsenfokussiertes System aus Kathode, Wehneltzylinder und 2 Anoden mit dazwischenliegender Linsenelektrode. Als Kathodenmaterial verwenden wir ein kommerzielles Gemisch aus Barium/Strontiumkarbonat mit einem Bindemittel (80-z-p-4), das uns freundlicherweise von der Firma Siemens zur Verfügung gestellt wurde. Nach dem Auftropfen dieser gelegentlich auch mit Nickelpulver versetzten Substanz auf den Nickelträger muß die Kathode im Hochvakuum gesintert werden, wobei die gewünschte Oxidschicht entsteht. Als Heizdraht verwenden wir wie Heider /17/ käufliche Drähte von $127 \mu\text{m}$ $\varnothing$, die bifilar gewickelt wurden und beim Nennstrom von 2.2 Ampere ca. 2500 Kelvin erreichen. Sie heizen die Oxidkathode auf ihre Betriebstemperatur von 900 K auf. Die Beschleunigungsspannung für die Elektronen wird von einem Netzgerät mit einer maximalen Spannung von 1500 V geliefert, das erdfrei betrieben wird. Die Anode liegt bei unserem Experiment auf dem Potential des Innentopfes (+50 V), während an der Kathode eine negative Spannung von mehreren Hundert bis zu einem Kilovolt anlagen. Durch diese Schaltung wird ein Plasmapotential nahe bei +50 Volt erreicht, ein Wert der notwendig war, um genügend hohe Zählraten der Ionen zu bewirken. Die Energie der Elektronen entspricht der Kathoden-Anodenspannungsdifferenz, der erreichte Strom hängt noch vom Neutralgasdruck ab und konnte zwischen 0.5 und 5 mA vorgegeben werden. (Vgl. Abb. 3)

3.2. Das radialbewegliche Massenspektrometer

Der für das Experiment wichtigste Teil besteht in dem radial beweglichen Massenspektrometer mit der vorgeschalteten Extraktionssonde. Er ist seitlich an einem Stutzen des Außenbehälters angeflanscht. Das Gehäuse besteht aus einem festen und einem beweglichen Flansch, zwischen die ein Membranfederbalg von 102 mm lichter Weite eingeschweißt ist. Der Edelstahlbalg läßt einen Hub in axialer Richtung von 140 mm zu, das sind 80 % seiner Nennlänge. Der bewegliche Flansch wird durch 4 Druckkugellager gehalten, die sich um je eine Gewindestange M 12x1 drehen können und bei jeder vollen Umdrehung einen Millimeter axialen Hub ausführen. Sie müssen die durch den Unterdruck im Behälter entstehende Anpreßkraft von ca. 2000 Newton aufnehmen und dennoch auf dem Gewinde beweglich bleiben. Alle vier Kugellager werden durch vier Zahnräder mit einer umlaufenden Kette durch ein motorgetriebenes fünftes Zahnrad synchron gedreht, so daß sich der bewegte Flansch ständig parallel und konzentrisch zum festen Flansch bewegt, ähnlich einer Ziehharmonika (Vgl. Abb. 1)

Das Quadrupol-Massenspektrometer (Balzers QMA 140) muß gegenüber dem Plasma bei wesentlich geringerem Druck betrieben werden, was eine Druckstufe zwischen beiden Bereichen notwendig macht. Der Analysatorkopf ist aber weder rotations-symmetrisch noch von konstantem Durchmesser und wurde daher zunächst durch ein Druckstufenrohr ummantelt. Seine Außen-seite ist geschliffen und poliert und wirkt als Dichtfläche. Dieses Rohr wird von einem Simmerring von 78.5 mm Innenmaß umschlossen, der seinerseits in den festen Teil des Bewegungs-mechanismus eingepreßt ist. Der Simmerring dichtet somit den Analysatorraum gegen den Experimentierraum ab, wobei eine Druckstufe von 1:1000 erreicht wird; gleichzeitig ist er auch auf der Dichtfläche leicht verschiebbar und ermöglicht die Bewegung des Rohres mit dem darin befindlichen Spektrometer. Beides ist am beweglichen Flansch des Gehäuses angeschraubt. Auf diese Weise ist das Quadrupolspektrometer (QMS) um 120 mm radial an der Apparatur verschiebbar und druckmäßig von ihr getrennt. Das Druckstufenrohr enthält am plasmaseitigen Ende eine Bohrung, in die die Extraktionssonde eingekittet ist.

Diffundierende Ionen fallen durch die Blende in die Extraktionssonde, durch diese hindurch und axial in das Spektrometer ein, werden dort separiert und vom Multiplier nachgewiesen. Die Extraktionsblendenöffnung beträgt 150 μm ; sie muß möglichst klein gewählt werden, damit eine gute Druckstufe erreicht wird. Dadurch ist aber die Messung der Neutralgaszusammensetzung des Experimentierraums behindert. Für die Restgasanalyse im Plasmabehälter verwenden wir daher einen zweiten, ebenfalls differentiell gepumpten Quadrupolanalysator, den eine Blende von 0.5 mm druckmäßig vom Experimentierraum trennt.

3.3. Die Sonden

3.3.1. Aufbau

Besondere Aufmerksamkeit widmeten wir der Entwicklung einer geeigneten Sonde zur Ionenextraktion aus dem Plasma. Eine solche Sonde soll das Plasma möglichst wenig stören, also isolierende oder sehr hochohmige Oberfläche haben, die Ionen bis zum Eintritt in das QMS - also mindestens 15 cm weit - transportieren, hohe Transmission besitzen und im Interesse einer geringen Störanfälligkeit möglichst einfachen Aufbau haben. Die einzige in der Literatur angegebene bewegliche Extraktionssonde wurde für Raumsonden von Boyd und Boylett /14/ entwickelt, doch beträgt ihr Durchmesser 2.5 cm (Abb.4a). Es handelt sich um eine Sonde mit innerer Ionenoptik, die aus mehreren Blenden besteht. Eine Massenseparation war nicht vorgesehen. In der nicht vollständig veröffentlichten Arbeit von Wunderer /12/ wurde eine Sonde vorgeschlagen, die nur 3.5 mm $\varnothing$ aufweist und die die thermischen Ionen auf Energien von ca. 1 keV beschleunigt (siehe Abb.4b). Durch die hohe Energie E hoffte er den Wirkungsquerschnitt der Streuung mit $1/E$ zu verringern und dadurch genügend große freie Weglängen für die Ionen zu ermöglichen. Diese Annahme war zu optimistisch; der W-Querschnitt sinkt tatsächlich nicht um vier Größenordnungen bei Energievariation von 0.1 eV auf 1 keV /18/. Außerdem hat ein dünnes Rohr bei kleinem Leitwert eine im Vergleich zum Volumen so große gasdesorbierende Oberfläche, daß es nicht möglich ist, das Rohr genügend zu evakuieren.

Damit ist die freie Weglänge für die Ionen zu klein. Die von uns nach Wunderers Vorschlag gebaute Sonde hatte dann auch eine um den Faktor 1000 kleinere Transmission als berechnet, was für vernünftige Zählraten nicht ausreichte.

Im Verlauf dieser Arbeit wurden verschiedene Sondentypen erdacht, gebaut und auf ihre Verwendbarkeit getestet. Es stellten sich zwei Sondentypen als besonders geeignet heraus. (Abb. 4c,d) Sonde 4c besteht aus einem Glasrohr von 14 cm Gesamtlänge und 10 mm Durchmesser. Am plasmaseitigen Ende verjüngt sich der Durchmesser des Rohres auf einer Länge von 4 cm zu einem Durchmesser von 3 mm. Dort ist eine Elektronenmikroskopblende mit einer Öffnung von 150 μm eingeschmolzen. Die Innenseite des Rohres wurde chemisch oder durch Aufdampfen im Vakuum versilbert. Durch die Silberschicht ist die Blende kontaktiert und kann zusammen mit der Achse des Sondenrohres auf definiertes Potential gelegt werden. Außerdem sind störende Aufladungen auf der Innenseite des Rohres ausgeschlossen. Außer der metallischen Blende ($\varnothing$ 2 mm) befindet sich nur Glas im Plasmaraum, so daß keine radialen Ströme entlang der Sonde fließen können. Die konische Form wurde gewählt, damit die Sonde am Meßort (also im Bereich der Blende) durch ihre geringe Abmessung das Plasma nur wenig stört und erst in einiger Entfernung vom Meßort den für gutes Evakuieren notwendigen Querschnitt erreicht. Nachteilig an Sonde 4c war, daß sie mit den Methoden der Glasbläsertechnik hergestellt werden mußte und daher nicht befriedigend rotationssymmetrisch ausfiel; auch der innere Silberbelag war schwierig aufzubringen und schließlich war die fertige Sonde leicht zerbrechlich.

Zur Vermeidung dieser Nachteile gingen wir in einem späteren Stadium dazu über, statt das isolierende Glasrohr innen leitend zu machen, ein metallisches Rohr außen zu isolieren (Abb. 4d). Als nicht-magnetisches Metall bot sich Aluminium an, das wir galvanisch eloxieren ließen. Al_2O_3 -Korund - ist ein sehr hartes Material und hochisolierend. Das Rohr konnte auf einer Drehbank gefertigt werden und mußte innen konisch gebohrt werden. Die Elektronenmikroskopblende ist an der Spitze des Rohres eingeschrumpft und mußte nach dem Eloxieren wie auch die Innenseite des Rohres wieder blank

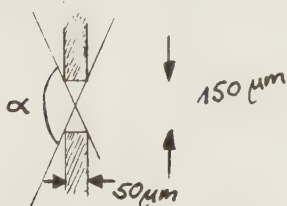
gemacht werden.

Durch die Verwendung mehrerer geeigneter Sonden war uns die Möglichkeit gegeben, einen möglichen Einfluß der Sonde auf die Meßergebnisse zu betrachten. Da sich keine Variation der Radialprofile bei Verwendung der beiden oben beschriebenen Sonden erkennen lassen, dürfen wir annehmen, daß die gemessenen Profile denen des ungestörten Plasmas sehr ähnlich sind.

3.3.2. Sondeneigenschaften

a) Maximaler Einfallswinkel

Bei der endgültigen Version der Extraktionssonde war die Eintrittsblende mit einer Elektronenmikroskopblende von $150\text{ }\mu\text{m}$ Öffnung bei einer Trägerdicke von $50\text{ }\mu\text{m}$ realisiert. Als maximalen Einfallswinkel für Plasmaionen mit geradliniger Bewegung berechnet man daher (siehe Skizze)



$$\alpha = 2 \arctan 3 = 143^\circ$$

entsprechend einem
Raumwinkel von 1.26π

Tatsächlich ist der Einfallswinkel durch die Beschleunigung der Teilchen in Längsrichtung des Rohres noch größer, ohne daß die einfallenden Teilchen an die Rohrwand gelangen.

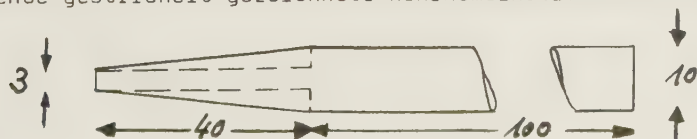
b) Druckverhältnisse in der Sonde

Die Eintrittsblende der Sonde besitzt bei einem Durchmesser von $150\text{ }\mu\text{m}$ einen Leitwert von

$$L_B = K_B \cdot d^2 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ l} \cdot \text{sec}^{-1}; \quad K_B = 9.4 \text{ l} \cdot \text{sec} \cdot \text{cm}^{-2}$$

/19/

Den minimalen Leitwert der konischen Sonde kann man durch folgende gestrichelt gezeichnete Rohrkombination abschätzen



also durch ein Rohr von 3 mm $\varnothing$ bei 40 mm Länge (Leitwert L_1) und eines von 10 mm $\varnothing$ bei 100 mm Länge (Leitwert L_2).

Allgemein beträgt der Rohrleitwert

$$L_R = K_R \cdot d^3 / L ; \quad K_R = 12 \text{ l} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \quad /20/$$

womit sich in unserem Fall Leitwerte von

$$L_1 = 12 \cdot 0.3^3 / 4 = 0.08 \quad \text{l/sec} \quad \text{und}$$

$$L_2 = 12 \cdot 1 / 10 = 1.2 \quad \text{l/sec} \quad \text{ergeben.}$$

Der Gesamtleitwert des konischen Rohres ist also mindestens

$$L_R = L_1 \cdot L_2 / (L_1 + L_2) = 7.5 \cdot 10^{-2} \text{ l/sec}$$

Bei einem Neutralgasdruck von 2 Pa im Plasmabehälter erhält man durch die Blende einen Gaseinstrom in das Rohr von

$$Q = L_B \cdot p \cdot 2 \cdot 10^{-3} \cdot 2 = 4 \cdot 10^{-3} \quad \text{Pa} \cdot \text{l} / \text{sec}$$

und hinter der Blende einen Druck von höchstens

$$p = Q / L_R = 4 \cdot 10^{-3} / 7.5 \cdot 10^{-2} = 5 \cdot 10^{-2} \quad \text{Pa} ;$$

Diesem Druck entspricht in Wasserstoffgas eine mittlere freie Weglänge von etwa 20 cm. Der Druck wird innerhalb des Rohres noch weiter sinken, je mehr man sich der pumpenseitigen Öffnung nähert.

Da die mittlere freie Weglänge somit stets größer als die geometrischen Abmessungen der Sonde ist, braucht man nicht mit Reaktionen der Ionen in der Sonde zu rechnen, die eine Verfälschung der aus dem Plasma extrahierten Ionenrelationen bedeuten würden.

c) Ansaugbereich

Wegen der im Experiment vorliegenden kleinen Debyelänge von 0.1 - 1 mm werden die Ionen nur aus einem Plasmabereich unmittelbar vor der Blende abgesaugt.

d) Transmission

Die Transmission der Sonde kann bei bekanntem Verhältnis von Blendenöffnungsfläche zur Fläche des Blendenträgers aus dem Verhältnis des hinter der Sonde aufgefangenen Ionenstroms zum Strom durch die Eintrittsblendenöffnung ermittelt werden. Sie beträgt rund $1 \cdot 10^{-3}$, ist für alle Massen gleich und wird zu höheren Drucken hin entsprechend der abnehmenden freien Weglänge geringfügig kleiner. Bei 5 Pa beträgt sie noch $8,5 \cdot 10^{-4}$.

3.4. Das Nachweissystem

Während der Messung liegt die Blende der Extraktionssonde auf einem Potential von -10 V. Dieser Wert wurde gewählt, damit auch bei den kleinen Plasmadichten in der Nähe der Plasmabehälterwand während der üblichen Meßzeit von einer Sekunde genügend Ionen nachgewiesen werden konnten. Da die Plasmaionen im Innenzylinder der Apparatur auf einem Niveau von +50 V erzeugt werden, fallen sie mit einer Energie von 60 eV durch das Sondenrohr. Am Eingang des Quadrupols müssen die Plasmaionen eine separate Ionenquelle passieren, die für den Nachweis von Neutralteilchen konzipiert ist, bei unseren Messungen aber nicht verwendet werden kann. Teile dieser Quelle liegen bauartlich bedingt ständig auf Gehäuse-, d.h. auf Erdpotential. Die Ionen werden daher in der Quelle auf 50 eV abgebremst, können sie aber mit dieser Energie leicht passieren. Ionen geringerer Energie gehen durch Wechselwirkung mit dem Neutralgas und durch Störfelder verloren; der "hochliegende" Innenzylinder gewährleistet den Ionen aber stets genügend Energie. Im Stabsystem des Quadrupols dürfen die Ionen nur eine Energie von etwa 5-15 eV haben, um im HF-Feld der Stäbe eine ausreichende Anzahl von Schwingungen zu machen und dadurch eine gute Trennung der Massen erzielt werden kann. Aus diesem Grund wurde das Feldachsenpotential des Stabsystems auf +40 V gelegt, d.h. die Ionen behalten hier eine Energie von 10 eV.

Die separierten Ionen werden von einem Sekundärelektronen-

vervielfacher nachgewiesen (SEV). Es stellte sich heraus, daß ein versetzter SEV notwendig wurde, damit hochenergetische Photonen aus dem Plasma keine Pulse auslösen und damit ein starkes Untergrundrauschen verursachen können. Abb. 5 zeigt Meßergebnisse eines früher verwendeten axialen SEV-Systems, bei dem die Eintrittsöffnung mit einem Fenster aus MgF_2 verschlossen und die Auslösung von Pulsen durch Teilchen ausgeschlossen war. Dagegen läßt Magnesiumfluorid ultraviolette Photonen von 150 nm Wellenlänge noch mit 20% Wahrscheinlichkeit hindurch. Verschließt man die Öffnung dagegen mit nahezu UV-undurchlässigem Fensterglas, so ist das Rauschen vernachlässigbar. (Siehe auch /21/)

3.5. Weiterverarbeitung der Daten

Die vom Multiplier (SEV) gelieferten Spannungspulse werden von einem schnellen Vorverstärker (PRA 1763, 1.5 ns Anstiegszeit) verstärkt und von einem Zähler mit eingebautem Diskriminator (Kontron 6006) gezählt. Um die anfallenden Datenmengen - das sind pro radialer Messung die Zählraten von bis zu 10 verschiedenen Massenzahlen an jeweils 120 radialen Positionen - schnell und bequem speichern zu können, ist der Zähler über einen IEEE 4800-Datenbus mit einem Tischrechner Commodore 8032 mit 32 k-Byte frei programmierbarem Speicherplatz und einem Floppy-disk-Doppellaufwerk verbunden. Die gemessenen Zählraten der Ionen werden bis zum Abschluß des Radialprofils vom Rechner zwischengespeichert und dann auf Floppy-disks abgespeichert.

Der Rechner übernimmt darüberhinaus ebenfalls die Steuerung einiger Meßparameter (Massensteuerung, Positionierung der Sonde) sowie die spätere Auswertung der Daten. Als besonders nützlich hat sich dabei ein von Richter /22/ und Meyer /23/ konzipierter Analog-Digital-Analog-Konverter erwiesen, der von uns passend zu unserem Kleinrechner umgebaut werden konnte.

3.6. Meßablauf

Mit der vorhergehend beschriebenen Anordnung können Radialprofile einzelner Ionensorten gemessen werden. In der Regel wurden 5-8 verschiedene Massen bei jedem Durchfahren des Plasmaradius aufgenommen. Die damit gleichzeitig gemessenen 5-8 Radialprofile werden im folgenden stets als eine "Meßreihe" bezeichnet.

Wird das Meßprogramm gestartet, so fragt der Rechner neben den Parametern Druck, Strahlstrom und Gasart die Meßrichtung (von außen nach innen "ein", sonst "aus") und die zu messenden Massen ab. Jede Masse wird nach vorhergehender Eichung durch eine bestimmte Spannung am Quadrupol eingestellt. Diese verschiedenen Spannungen hat der Rechner gespeichert und gibt sie auf Anweisung des Meßprogramms mittels des Digital-Analog-Wandlers aus. Der Zähler zählt eine Sekunde lang die vom Multiplier gelieferten, die eingestellte Diskriminatorschwelle übersteigenden Pulse. Das Ergebnis liefert der Zähler über den IEEE-Bus-Anschluß an den Rechner ab, der den Wert zwischenspeichert. Nun wird die nächste Masse eingestellt usw. Sind alle Massen an einer radialen Position gemessen, verschiebt ein Motor die Extraktionssonde mit dem Quadrupol um einen Millimeter in radialer Richtung. Dann wiederholt sich der Meßvorgang. Die einzelnen Radialprofile werden also quasiparallel, d.h. an jeder radialen Position im Sekundenabstand der Zählzeiten ermittelt. Da ein Radialprofil aus 120 Meßpunkten besteht und die Verstellung von Sonde und Spektrometer jedesmal 10 Sekunden dauert, benötigt man für eine Meßreihe ca. 40 Minuten. Der innerste und äußerste Punkt eines jeden Radialprofils wird also mit diesen 40 min Zeitunterschied gemessen. Da die Meßzeit an jedem Ort kleiner als die Verstellzeit ist, war diese Art des Meßablaufs dem Durchfahren eines ganzen Radialprofils jeweils nur einer Masse aus Zeitgründen vorzuziehen. Nach Beendigung der Meßreihe werden die Zählraten aller Ionen an allen Positionen auf eine Diskette abgespeichert. Zur Verbesserung der Meßratenstatistik wurde jede Meßreihe 3-5mal wiederholt.

3.7. Schwierigkeiten

Die lange Dauer einer Meßreihe stellt hohe Anforderungen an die Langzeitstabilität des Plasmas und der Meßelektronik. Für beide gilt, daß die Messung erst nach einer "Einbrennzeit" von ca. 20 min gestartet werden kann. Bleibt die Temperatur der elektronischen Geräte dann ausreichend konstant, so ist die Konstanz des Plasmas weiterhin problematisch. Wie schon beschrieben, wird das Plasma durch eine Elektronenkanone erzeugt, die aus Gründen hoher Stromdichte mit einer Ba/Sr - Oxidkathode ausgestattet ist. Diese Oxidkathoden emittieren den Elektronenstrahl jedoch nicht homogen, sondern Bereiche gegenüber der Umgebung erhöhter Temperatur "wandern" auf der Kathodenoberfläche umher /24/. Dies führt zu Strahl-inhomogenitäten und diese wiederum zu Plasmaveränderungen. Tatsächlich zeigen unsere Messungen nur mäßige Reproduzierbarkeit der direkt gemessenen Ionenprofile. Trotzdem gelang es uns, aus diesen Messungen gut verwertbare Ergebnisse zu erzielen, indem man von den absoluten Zählraten - den Dichten - zu den Konzentrationsprofilen übergeht. Dabei wird die Zählrate einer bestimmten Ionenmasse $n_i(r)$ durch die Summe aller an diesem Ort r gemessenen Ionenzählraten $\sum_j n_j(r)$ dividiert und man erhält die Ionenkonzentration als Funktion des Meßortes $c_i(r)$. Diese Konzentrationsprofile sind nun sehr gut reproduzierbar, weil sich kathodenbedingte Schwankungen offenbar auf alle Ionensorten gleichermaßen auswirken und daher ihre relative Häufigkeit unbeeinflusst bleiben. Die Berechnung der Konzentrationen wird vom Tischrechner CBM 8032 im Rahmen der Meßdatenauswertung unter Verwendung aller Dateien einer Meßreihe schnell durchgeführt.

3.8. Die Auswertung

Um die Vielzahl der gemessenen und auf Diskette gespeicherten Radialprofile auswerten zu können, wurden von meinem Mitarbeiter W. Krichbaumer verschiedene Programme geschaffen und ausführlich dokumentiert /25/. Sie ermöglichen das Ausplotten der Profile auf einem gewöhnlichen x-y-Schreiber, der dazu vom Digital-Analog-Wandler angesteuert wird. Vorher

müssen die Meßdateien mit ihren unterschiedlichen maximalen Zählraten (je nach Masse, Druck oder Strahlstrom zwischen 10 und 10^6 Pulsen/Sekunde) auf für den Ausdruck verwertbare Zahlen normiert werden. Der Schreiber ist so ausgelegt, daß er Zahlen zwischen Null und Eins plotten kann. Daher muß jede Datei zum Ausdrucken durch ihr Maximum dividiert werden. Dem Auswertenden sind dabei eine Vielzahl von Möglichkeiten gegeben. Je nach Auswahl der Meßdateien vor der gemeinsamen Normierung kann er zum Beispiel die relativen Höhen der Zählraten aller Ionen einer Meßreihe in einer gemeinsamen Darstellung zeigen oder auch die Variation einer Masse mit verschiedenen Meßparametern. Man kann auch alle Ionenzählraten einer Meßreihe aufsummieren und damit praktisch das Elektronenprofil erhalten, da das Plasma als quasineutral angenommen werden kann. Weiterhin ist es möglich, die Raten gleicher Massen aus verschiedenen Meßreihen zu addieren und so ein Bild des gemittelten Profils zu erhalten. Schließlich vermag das Programm noch die Berechnung der Ionenkonzentrationen. Diese Verläufe sind neben guter Reproduzierbarkeit besonders für das Verständnis der im Plasma ablaufenden Ionen-Molekül-Reaktionen von großem Interesse. Die oben beschriebenen Dateimanipulationen kann man auch auf die Konzentrationsdateien anwenden und diese z.B. ebenfalls mitteln.

4. Ergebnisse

4.1. Neutralgasanalyse

Die im Plasma auftretenden Ionensorten werden in erster Linie von der Zusammensetzung des Neutralgases im Plasmabehälter bestimmt. Um den im Plasma gefundenen Ionenmassen bestimmte Ionensorten zuordnen zu können, muß am Anfang der Untersuchungen die Neutralgasanalyse des Arbeitsgases durchgeführt werden. Dies geschieht mit dem zweiten Analysator, dessen Eintrittsöffnung in der Ebene des Innenzylinders liegt. Dadurch wird zwar einerseits die Symmetrie des Plasmas am wenigsten gestört, andererseits liefert der Analysator aber bevorzugt die Gaszusammensetzungen, wie sie in der Nähe

der Wände des Behälters zu finden sind. Wir finden (Abb. 6), daß nach dem Einstellen eines stationären Wasserstoffdruckes von 2 Pa im Plasmabehälter trotz längeren Abpumpens eine 1-1.5 prozentige Wasserverunreinigung vorliegt, da Wassermoleküle nur langsam von den Gefäßwänden desorbieren. Ferner sind Stickstoff von 0.5% und Sauerstoff von 0.1% nachweisbar und stammen aus der Außenluft, die durch noch vorhandene Lecks in die Apparatur einströmt. Weitere Gase sind in Anteilen unter 0.1% vorhanden, spielen aber für die Ionenzusammensetzung des Plasmas keine Rolle mehr; wir müssen nach der Neutralgasanalyse in Überwiegender Zahl Wasserstoff-, Wasser- und Stickstoffionen sowie deren Ionisations- und Reaktionsprodukte erwarten.

4.2. Die Dichteprofile

Als besonders interessant im Rahmen dieser Arbeit sehen wir es an, daß die Dichteprofile verschiedener Ionensorten im Inneren eines Plasmas gemessen werden konnten. Dazu wurden die Ionen mittels einer Sonde aus dem Plasmagefäß extrahiert, massenspektrometrisch selektiert und gezählt. Für den von uns ausgemessenen Fall des Elektronenstrahlplasmas, bei dem die Primärerzeugung auf die Achse des Entladungsgefäßes beschränkt ist und die Plasmadichte nach außen schnell abfällt, empfiehlt sich eine logarithmische Darstellung der Dichteverläufe. In den Meßbeispielen Abb. 7 und 8 erkennt man alles Wesentliche. Es handelt sich um Wasserstoffplasmen von 2 bzw. 3 Pa Neutralgasdruck mit etwa 1.5% Restgasverunreinigung von Stickstoff, Wasserdampf und Sauerstoff. Der verwendete Elektronenstrahl besitzt eine Stärke von 3 mA. Man erkennt, daß die Ionensorten nicht proportional verteilt sind, also unterschiedliche Profilform aufweisen. Der radiale Abfall der Dichte läßt sich von der Achse bis zum Rand des Innenzylinders über 3-4 Größenordnungen verfolgen; außerhalb des Innentopfes nimmt die Zählrate dann nochmals um 1-2 Größenordnungen ab, da hier das gegen Null abnehmende Potential den noch erzeugten Ionen nicht mehr genug Energie verleiht, um sie in das Nachweissystem gelangen zu lassen. Gemessen wurden die fünf

häufigsten Massen, das sind 1,2,3,18 und 19 Atomare Masseneinheiten. In diesem Wasserstoffplasma sind die zugeordneten Hauptionen H^+ , H_2^+ und H_3^+ in der Achsenmitte, dem Ort der Primärerzeugung, am häufigsten vertreten und fallen je nach Diffusions- und Reaktionsgeschwindigkeit unterschiedlich schnell zum Rand ab. Aus Gründen, die später diskutiert werden sollen, ist der Verlauf der Masse 1 (H^+) nur von der Profilform, nicht aber von der Höhe her korrekt. Masse 2 fällt schnell zum Rand ab, weil H_2^+ eine schnelle Reaktion mit dem Neutralgas zu H_3^+ ausführt. Das so produzierte H_3^+ fällt dagegen langsamer ab, denn es reagiert mit den nur im Prozentbereich vorliegenden Gasen H_2O und NH_3 weiter. Bei diesen Reaktionen entstehen Ionen der Massen 18 und 19, die wir den Molekülionen H_2O^+ bzw. H_3O^+ oder NH_4^+ zuordnen können. Ausgehend von der Achsenmitte nehmen sie zum Rand hin noch ein wenig in der Häufigkeit zu und zwar in dem Gebiet, in dem H_3^+ schnell abfällt. Nachdem dessen Dichte auf weniger als 1% abgebaut ist und nicht mehr viel zur Nachproduktion von H_2O^+ , H_3O^+ und NH_4^+ beitragen kann, sinkt die Dichte dieser Ionensorten durch die Diffusionsverluste wieder ab. Die leichte Asymmetrie der Verteilungen gegenüber der Achsenmitte ist darauf zurückzuführen, daß bei Messungen jenseits der Mitte die Sonde den Elektronenstrahl schon völlig durchdringt, die Primärerzeugung verzerrt und von der Sondenoberfläche durch den Beschuß der Elektronen Wasser- und andere Verunreinigungsmoleküle freigesetzt werden. Die Profilhöhen und -formen aller auftretenden Ionensorten variieren in unterschiedlicher Weise mit dem Neutralgasdruck und dem Entladungsstrom (Strahlstrom der Elektronen). Die Unterschiede der Profilformen sind allerdings nicht sehr signifikant und aus der logarithmischen Darstellung kaum zu entnehmen. Die Unterschiede werden viel klarer, wenn wir im nächsten Abschnitt zur Betrachtung der Ionenkonzentrationen übergehen.

4.3. Die Ionenkonzentrationen

Dividiert man die Zählrate jeder Ionensorte an einer radialen Position durch die Summe aller gemessenen Ionenraten an

dieser Stelle - und erfaßt man mit den gemessenen Ionen einen genügend hohen Prozentsatz aller auftretenden Ionen - so erhält man die Ionenkonzentration dieser Sorte im Plasma bezogen auf die Gesamtdichte, bei Quasineutralität also die Elektronendichte:

$$c_i := \frac{n_i}{\sum_j n_j} = \frac{n_i}{n_e}$$

Die Auswertung dieser Konzentrationen zeigt, daß die Verläufe sehr gut reproduzierbar sind, was darauf zurückzuführen ist, daß die auftretenden zeitlichen Schwankungen der Plasmadichte sich in den Zählraten aller Ionensorten gleichermaßen auswirken und dabei die Konzentrationen c_i konstant bleiben (Vgl. Abb.9). Daher liefert die Auswertung der Konzentrationen die verlässlichsten Ergebnisse unserer Messungen. Die bei den Konzentrationen ohne Informationsverlust mögliche lineare Auftragungsart läßt außerdem die Unterschiede der Profile bei verschiedenen äußeren Parametern deutlich hervortreten. Beim Betrachten der Konzentrationsprofile (z.B. Abb.10a-c) fallen über einen großen Parameterbereich von Neutralgasdruck und Strahlstrom, der in Abb.10 allerdings konstant bleibt, bei Variationen von 0.5- 5 Pa und 0.5- 5 mA generelle Übereinstimmungen auf. Einige Eigenschaften wurden schon bei den Dichteprofilen beobachtet:

- die Massen 1 bis 3, entsprechend H^+ , H_2^+ und H_3^+ besitzen ihre Maxima in der Nähe der Achse des Entladungsgefäßes, also dort, wo der Elektronenstrahl die Neutralteilchen ionisiert
- die Massen 18 und 19 (H_2O^+ , NH_4^+ und H_3O^+) erreichen ihre höchste Konzentration näher am Rand des Gefäßes
- die Masse 2 (H_2^+) hat eine sehr kleine Halbwertsbreite verglichen mit der Radialverteilung von H_3^+
- die H_3^+ - Verteilung besitzt in der Achse eine deutliche Einsattelung.

Die Ionenkonzentrationen zeigen keine Variation mit dem Strahlstrom, sind jedoch vom Neutralgasdruck abhängig, wie auch Abb. 10a-c zeigen.

Um diese zunächst qualitativen Aussagen der Messungen verstehen zu können, soll im nächsten Kapitel ein Modell der Reaktionsabläufe entwickelt werden, das die beobachteten

Erscheinungen ordnet und die physikalischen Zusammenhänge erkennen läßt.

5. Theoretische Überlegungen

5.1. Allgemeines

Die Aufgabe unseres Experimentes, die Profile unterschiedlicher Ionensorten im Inneren eines Plasmas zu messen und zu beschreiben, ließ uns zu einer Geometrie gelangen, von der wir annehmen konnten, daß sie für unsere Zwecke gut geeignet sei. Da die Unterschiedlichkeit der zu erwartenden Profilverformen im wesentlichen nicht durch die unterschiedliche Diffusionsgeschwindigkeit der Ionensorten zustande kommt, sondern durch das Maß der zwischen ihnen ablaufenden Ionen-Molekül-Reaktionen, muß im Experiment dafür Sorge getragen werden, daß das Dichteprofil im Plasma zum überwiegenden Teil reaktionsbestimmt und vergleichbar wenig primärerzeugungsbestimmt ist. In unserem Experiment werden die Gas-moleküle daher von einem gebündelten Elektronenstrahl in der Achse des Plasmagefäßes nur auf 2-3% des Durchmessers von 20 cm ionisiert. Während nun die Ionen zur Wand diffundieren, können sie mit den vorhandenen Gasmolekülen reagieren, ohne daß dieser Vorgang durch weitere Primärionisation überlagert wäre. In diesem Punkt ist unsere Methode mit der bekannten Flowing-Afterglow-Methode vergleichbar. Von der Plasma-Wand-Schicht nehmen wir an, daß sie sich vom übrigen Plasma nicht unterscheidet; wie die folgende Abschätzung zeigt, ist ihre Mächtigkeit s_w nur wenige Millimeter bei einem Plasmaradius von 10 cm. Außerdem sind Messungen im Wandbereich des Innenzylinders wegen der notwendigen Sondenöffnung von vornherein einer gewissen Verfälschung unterworfen. Nach /26/ gilt für die Dicke der Wandschicht

$$s_w = \lambda_D \cdot \left(\frac{e \cdot V_p}{k T_e} \right)^{3/4} \approx 4 \cdot \lambda_D ; \quad \lambda_D \text{ "Debyelänge"}$$

$$\lambda_D = \left[\frac{\epsilon_0 k T_e}{2 e^2 n} \right]^{1/2} \approx 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ [m]} \quad V_p \text{ Potentialdifferenz Plasma-Wand}$$

$$\text{bei } T_e = 500 \text{ K, } V_p = 0.2 \text{ V, } n = 5 \cdot 10^5 \text{ [1/cm}^3\text{]} \quad n \text{ Dichte in Wandnähe}$$

Wir haben es also mit der
nebenstehenden Geometrie
zu tun:

($N \equiv \text{Primärerzeugung}$)

Wand
(Wandschicht)

$$N = 0$$

$N \neq 0$: Elektronenstrahl

$N = 0$ diffundierendes und
reagierendes Plasma

Für den Fall des nur aus einer Ionensorte bestehenden Plasmas ist die Plasmadichte eines solchen Stufensystems unter Beachtung der Volumenrekombination und für verschiedene Erzeugungsprofile von Heisen /27/ berechnet worden. Die Teilchenstromdichte der diffundierenden Ionen wird durch den üblichen Ansatz

$$\vec{j}_+ = -D_a \cdot \vec{\nabla} n$$

beschrieben, wobei D_a der Koeffizient bei ambipolarer Diffusion der Ionen mit den Elektronen und n die Gesamtplasmadichte bedeuten. Bei Verwendung der der Symmetrie der Anordnung angepaßten Zylinderkoordinaten erhält man mit der Kontinuitätsgleichung

$$\text{div } \vec{j}_+ + \oint = 0$$

$\oint$ Raumladung

eine Bilanzgleichung der Plasmadichte $n(r, z)$ bei gegebenen örtlichen Primärerzeugungs- und Verlustraten $N(r, z)$ bzw. $V(r, z)$

$$-D_a \Delta n(r, z) + V(r, z) = N(r, z) \quad (1)$$

Die Zahl der pro cm^3 und sec primärerzeugten Ionen $N(r, z)$ wird durch die Anzahl der pro Elektron und pro cm Flugstrecke ionisierten Teilchen - die effektive differentielle Ionisierung s_{eff} -, die Stromdichte der Elektronen $j_e(r, z)$ und die Elementarladung e gegeben

$$N(r, z) = \frac{s_{\text{eff}} \cdot j_e(r, z)}{e} \quad (2)$$

s_{eff} wurde durch Integration der differentiellen Ionisation $s(E, p)$ über alle im Strahl auftretenden Elektronenenergien E gewonnen. s_{eff} ist direkt proportional zum Neutralgasdruck p

und man kann ein konstantes ("reduziertes") $\widetilde{s}_{\text{eff}} = s_{\text{eff}}/p$ einführen. (Wert von Renner /16/)

D_a ist indirekt proportional zu p , d.h. $\widetilde{D}_a = D_a \cdot p = \text{const.}$

Durch die Streuung der Elektronen an den Neutralteilchen nimmt der gemessene emittierte Elektronenstrom $I_B(z=0)$ mit zunehmendem Abstand z von der Elektronenkanone ab und zwar gemäß

$$I_B(z) = I_B(0) \cdot e^{-q \cdot p \cdot z} \quad (3)$$

wobei q ein von Renner /16/ ermittelter Streukoeffizient ist.

Die Stromdichte $j_e(z)$ des Strahls ergibt sich aus dem Strahlstrom $I_B(z)$ und seinem Radius $a(z)$

$$j_e(z) = \frac{I_B(z)}{a^2(z) \pi} \quad (4)$$

$a(z)$ kann man aus der von Heider /17/ bestimmten Divergenz des Strahles und seinem Radius $a(0) = 0.15 \text{ cm}$ beim Verlassen der Kanone ermitteln.

Bei unserem Experiment war der Abstand z unveränderbar stets $z_m = 15 \text{ cm}$, so daß speziell gilt

$$I_B(z_m) = I_B(0) \cdot e^{-0.225 \cdot p} \quad (5)$$

$p \text{ in Pascal}$

Der Elektronenstrahl hat in der Meßebene einen Radius von

$$a(z_m) = 0.25 \text{ cm}$$

Damit ergibt sich als Primärerzeugung in der Meßebene

$$N(r, z_m) = \frac{\widetilde{s}_{\text{eff}} \cdot p \cdot I_B}{a^2(z_m) \cdot \pi \cdot e} \quad (6)$$

Wenn die Stromdichte innerhalb des Elektronenstrahls vom Radius $a(z)$ konstant ist, kann man ansetzen

$$N(r, z) = \begin{cases} \text{konst,} & r \leq a(z) \\ 0 & , \quad r > a(z) \end{cases} \quad (7)$$

Als Verluste kennt man im Einkomponentenplasma allgemein Volumenrekombination und Diffusion mit anschließender

Wandrekombination. Wir konnten bei der Beschreibung unseres Experimentes aber jegliche Volumenrekombination vernachlässigen, weil wir bei Drucken und Plasmadichten arbeiten ($0.5-5 \text{ Pa}$, $\max. 10^9 \text{ cm}^{-3}$), von denen man aus früheren Untersuchungen weiß /28/, daß Volumenrekombination keinen wesentlichen Einfluß auf die Dichtebilanz hat. Bei der Lösung des so vereinfachten Bilanzgleichungssystems

$$-D_a \Delta n(r,z) + V(r,z) = N(r,z)$$

oder ausführlicher

$$\Delta n(r,z) = \frac{s_{\text{eff}} \cdot p^2 \cdot I_B(0) \cdot e^{-q \cdot p \cdot z}}{a^2(z) \cdot \pi \cdot e \cdot D_a} \quad (8)$$

ist noch zu berücksichtigen, daß sich die Plasmadichte am Rand des Elektronenstrahls stetig differenzierbar fortsetzt. Am Rand des Plasmabehälters ist sie verschwunden. Da die Dichtegradienten in axialer (z) Richtung und damit die Ionendiffusionsverluste wesentlich kleiner sind als in radialer Richtung, werden sie gewöhnlich vernachlässigt. Als Lösung von Gleichung (8) ergibt sich ein parabolischer radialer Plasmadichteverlauf im Strahlbereich und ein logarithmischer Abfall der Dichte außerhalb des Strahls:

$$n_1(r) = \frac{N \cdot r^2}{4 \cdot D_a} + \frac{N \cdot a^2}{4 \cdot D_a} \left(2 \cdot \ln \frac{a}{R} - 1 \right) \quad (8a)$$

$$n_2(r) = \frac{N \cdot a^2}{2 \cdot D_a} \cdot \ln \frac{r}{R} \quad (8b)$$

R Plasmaradius

5.2. Das 5-Komponenten-Modell

Dieses Einkomponentensystem galt es nun für den Fall mehrerer unterscheidbarer Ionensorten zu erweitern. Das geschieht so, daß man die Bilanzgleichung für jede betrachtete Ionensorte aufstellt. Dabei müssen zusätzlich zu Diffusion und Primärerzeugung die Reaktionen jeder Ionen-

sorte mit dem Neutralgas berücksichtigt werden, die je nachdem, ob eine Sorte Ausgangs- oder Endprodukt einer Reaktion ist, zu Verlusten bzw. Produktion dieser Sorte beitragen. Reaktionen zweier Ionensorten miteinander können vernachlässigt werden, da die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes zweier Ionen miteinander wegen des geringen Ionisationsgrades von etwa 10^{-6} bei den schwachionisierten Plasmen wesentlich geringer als ein Stoß zwischen Ion und Neutralteilchen ist.

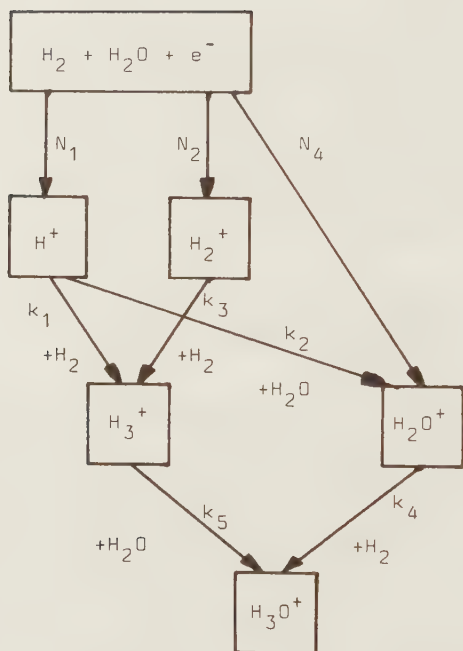
Die allgemeine Bilanzgleichung für eine Ionensorte i lautet daher

$$D_{ai} \Delta n_i + N_i + \sum_{j \neq i} \sum_l (n_j k_{jl}^i n_l - n_i k_{il}^j n_l) = 0 \quad (9)$$

$n_j \cdot k_{jl}^i \cdot n_l$ bedeutet darin die Umwandlungsrate pro Sekunde der Ionensorte j mit der Dichte n_j zu einem Ion der Sorte i mit dem Neutralgas l der Dichte n_l . Der Koeffizient dieser das Ion der Sorte i produzierenden Reaktion ist k_{jl}^i . Der Term $n_i \cdot k_{il}^j \cdot n_l$ beschreibt analog eine Reaktion von der Ionensorte i zur Sorte j , was einen Verlust für i bedeutet. Über alle auftretenden Reaktionen wird summiert.

Wir entwickelten ein Modell, das zunächst den fünf in unserem Wasserstoffplasma am häufigsten vorkommenden Massenzahlen 1, 2, 3, 18 und 19 die Ionen H^+ , H_2^+ , H_3^+ , H_2O^+ und H_3O^+ zuordnete, was auf Grund der Neutralgasanalyse naheliegend war. H^+ und H_2^+ entstehen durch Ionisation des neutralen Wasserstoffs bei Elektronenenergien zwischen 500 und 1500 eV im Verhältnis 5:95 /29/. H_2O^+ wird zum Überwiegenden Teil direkt aus neutraler Wasserverunreinigung ionisiert. Dabei gilt annähernd $H_2O: H_2 \approx H_2O^+: H_2^+ \approx 1:100$; weniger trägt die Reaktion von H^+ mit H_2O bei.

Nach Abschätzung der Umwandlungsraten der angenommenen 5 Ionensorten mit den aus der Literatur bekannten Reaktionsraten (siehe Tabelle unten) kommt man zu dem Ergebnis, daß folgendes Modell die am häufigsten auftretenden Reaktionsabläufe widerspiegelt:



N_i Primärerzeugung
 k_i Reaktionsraten

Reaktion	Ratenkoeffizient	Literatur
$H^+ + 2H_2 \rightarrow H_3^+ + H_2$	$k_1 = 3.2 \cdot 10^{-29} \oplus$	/30/
$H^+ + H_2O \rightarrow H_2O^+ + H$	$k_2 = 8.3 \cdot 10^{-9}$	/31/
$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$	$k_3 = 2 \cdot 10^{-9}$	/32/
$H_2O^+ + H_2 \rightarrow H_3O^+ + H$	$k_4 = 1 \cdot 10^{-9}$	/33/
$H_3^+ + H_2O \rightarrow H_3O^+ + H_2$	$k_5 = 4.5 \cdot 10^{-9}$	/34/

$\oplus \text{ cm}^6/\text{sec}, \text{ sonst cm}^3/\text{sec}$

Das zu diesem Modell gehörende Differentialgleichungssystem der 5 Ionensorten lautet daher

$$\begin{aligned}
 n_1 = (H^+) : & \quad -D_{a1} \Delta n_1 + k_1 n_1 n_{H_2}^2 + k_2 n_1 n_{H_2O} = N_1 \\
 n_2 = (H_2^+) : & \quad -D_{a2} \Delta n_2 + k_3 n_2 n_{H_2} = N_2 \\
 n_3 = (H_3^+) : & \quad -D_{a3} \Delta n_3 + k_5 n_3 n_{H_2O} = k_1 n_1 n_{H_2}^2 + k_3 n_2 n_{H_2} \quad (10) \\
 n_4 = (H_2O^+) : & \quad -D_{a4} \Delta n_4 + k_4 n_4 n_{H_2} = N_4 + k_2 n_1 n_{H_2O} \\
 n_5 = (H_3O^+) : & \quad -D_{a5} \Delta n_5 = k_4 n_4 n_{H_2} + k_5 n_3 n_{H_2O}
 \end{aligned}$$

Linke Seite: Verluste; Rechte Seite: Produktion

n_{H_2} : Neutralgasdichte von H_2

n_{H_2O} : Neutralgasdichte von H_2O

Die Werte D_{ai} müssen aus den bekannten Nullfeldbeweglichkeiten der Ionen in Wasserstoff unter Berücksichtigung der in unserem Experiment vorliegenden Gas- und Elektronentemperatur mit der Formel

$$\widetilde{D}_{ai} = 1.11 \cdot 10^5 b_{io} \frac{k}{e} (T_g + T_e) \quad \text{Pa cm}^2/\text{sec}$$

k Boltzmannkonstante
 e Elementarladung
 b_{io} Nullfeldbeweglichkeit

berechnet werden. So erhalten wir

$$\begin{aligned}
 \widetilde{D}_{a1} &= 1.5 \cdot 10^5 ; \quad \widetilde{D}_{a2} = 6.9 \cdot 10^4 ; \quad \widetilde{D}_{a3} = 1.1 \cdot 10^5 ; \\
 \widetilde{D}_{a4} &= 9.5 \cdot 10^4 ; \quad \widetilde{D}_{a5} = 1.2 \cdot 10^5 ;
 \end{aligned}$$

Die Einheit ist jeweils $\text{Pa} \cdot \text{cm}^2 / \text{sec}$

Wenn man die Gleichungen (10) addiert, wobei man die D_{ai} , die sich ja nur um einen Faktor 2 unterscheiden, durch einen gemittelten Koeffizienten $\overline{D}_a$ ersetzt, dann fallen die Reaktionsterme heraus und man erhält die dem Einkomponenten-

fall Gleichung (8) entsprechende Bilanzgleichung für die Gesamtplasmadichte

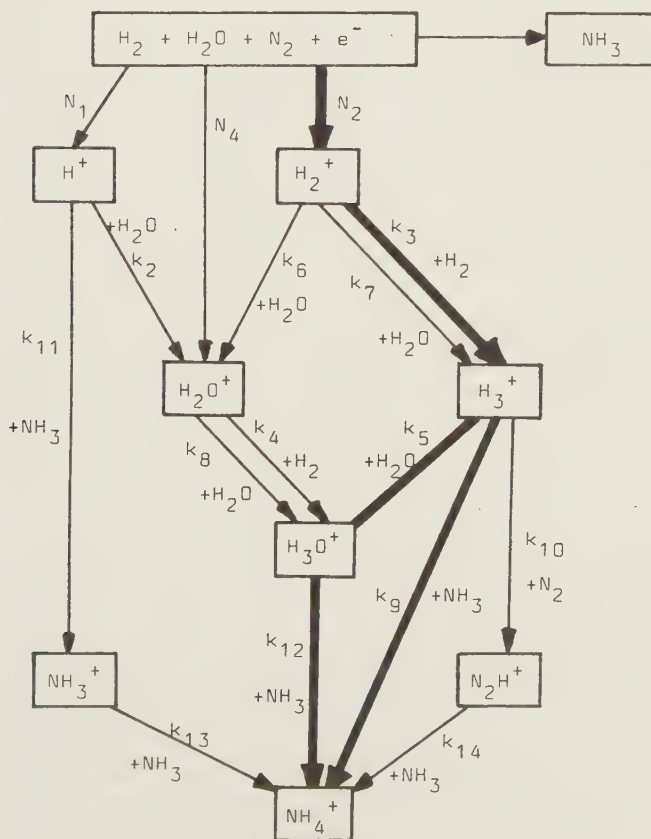
$$\overline{D}_a \cdot \Delta n = \text{const.}$$

Die Kopplung des Gleichungssystems ist sehr einfach. Die erste Gleichung hängt nur von n_1 , die zweite von n_2 ab und sie können daher unabhängig von den anderen gelöst werden. Mit bekanntem n_1 und n_2 ist dann Gleichung 3 lösbar usw. Auf diese Weise konnte das System von I. Wolf /35/ analytisch gelöst werden. Die Lösungen sind Besselfunktionen nullter Ordnung mit imaginärem Argument. Lediglich zur Berechnung und zum Plotten der zahlenmäßigen Dichteverläufe wurde unser Tischrechner benutzt. Die ersten Ergebnisse (Abb. 11) zeigten bereits den typischen Verlauf von Masse 2 (H_2^+) und die Einsattelung von Masse 3 (H_3^+) wie die gemessenen Konzentrationsverläufe Abb. 10. Allerdings werden besonders am Rand die Konzentrationen von Masse 1 und 18 (H_2O^+) zu klein und die von Masse 19 (H_3O^+) zu groß berechnet. Letzteres ist aber leicht verständlich, wenn man bedenkt, daß bei diesem 5-Komponenten-Modell alle Ionensorten zu H_3O^+ reagieren können, die Konzentration am Rand des Gefäßes also gegen Eins gehen muß, wenn die meisten Ionen innerhalb der Diffusionslebensdauer diese Umwandlung auf Grund hoher Wirkungsquerschnitte vollzogen haben. Dagegen ist der verschwindende Verlauf der Massen 1 und 18 selbst bei um den Faktor 100 größerer Annahme der Wasserdampfverunreinigung im Entladungsgefäß mit diesem Modell nicht in Einklang.

5.3. Das 8-Komponenten-Modell

Um die hohe gemessene Häufigkeit von Masse 18 zu erklären, wurde angenommen, daß es sich bei dieser Masse nicht nur um das Wasserion H_2O^+ , sondern auch um das Ammoniumion NH_4^+ handeln könnte. Quadrupolmassenspektrometer ermitteln auf Grund ihrer Wirkungsweise die Masse pro Ladung (m/e) eines Teilchens, wobei das Auflösungsvermögen nicht ausreicht, um Massenunterschiede zu erfassen, wie sie beim H_2O^+ (≈ 18.015) bzw. NH_4^+ (≈ 18.039) auftreten. Diese Ionensorten sind für das Massenspektrometer nicht unterscheidbar. Die gemachte

Annahme war vertretbar, weil Messungen von Luber /36/ in definierten H_2/N_2 - Gemischen die Bildung von neutralem NH_3 beim Brennen der Entladung vermuten lassen. In unserer Apparatur war Stickstoff nach Wasser die nächsthäufigste Verunreinigung mit einer Quote von etwa 0.5% vom Arbeitsdruck. Setzen wir daher voraus, daß in unserem Gefäß nicht vernachlässigbare Konzentrationen von Ammoniak auftreten - und spätere Messungen werden das prüfen - so muß man das 5-Komponenten-Modell durch Hinzunahme der Ionen NH_3^+ , NH_4^+ und N_2H^+ zum 8-Komponenten-Modell erweitern, das dann folgende Reaktionsabläufe beinhaltet:



Die Kanäle mit den hohen Ionenumsätzen sind verstärkt gezeichnet. Die noch im 5-Komponentensystem berücksichtigte Reaktion $H^+ + 2 H_2 \rightarrow H_3^+ + H_2$ mit der Rate k_1 konnte hier vernachlässigt werden, da sie im selteneren Dreierstoß verläuft. Das zu diesem erweiterten Modell gehörende Diff.-Gl-System ist völlig analog dem des 5-Komponenten-Systems aufzustellen. Hier soll lediglich die Tabelle der berücksichtigten Reaktionen wiedergegeben werden:

Reaktion	Rate	Lit.
$H^+ + H_2O \rightarrow H_2O^+ + H$	$k_2 = 8.3 \cdot 10^{-9}$	/31/
$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$	$k_3 = 2 \cdot 10^{-9}$	/32/
$H_2O^+ + H_2 \rightarrow H_3O^+ + H$	$k_4 = 1 \cdot 10^{-9}$	/33/
$H_3^+ + H_2O \rightarrow H_3O^+ + H_2$	$k_5 = 4.5 \cdot 10^{-9}$	/34/
$H_2^+ + H_2O \rightarrow H_2O^+ + H_2$	$k_6 = 0.5 \cdot 10^{-9}$	/37/
$H_2^+ + H_2O \rightarrow H_3^+ + OH$	$k_7 = 7.3 \cdot 10^{-9}$	/38/
$H_2O^+ + H_2O \rightarrow H_3O^+ + OH$	$k_8 = 1 \cdot 10^{-9}$	/39/
$H_3^+ + NH_3 \rightarrow NH_4^+ + H_2$	$k_9 = 4.1 \cdot 10^{-9}$	/40/
$H_3^+ + N_2 \rightarrow N_2H^+ + H_2$	$k_{10} = 2 \cdot 10^{-9}$	/41/
$H^+ + NH_3 \rightarrow NH_3^+ + H$	$k_{11} = 4.3 \cdot 10^{-9}$	/42/
$H_3O^+ + NH_3 \rightarrow NH_4^+ + H_2O$	$k_{12} = 1.5 \cdot 10^{-9}$	/43/
$NH_3^+ + NH_3 \rightarrow NH_4^+ + NH_2$	$k_{13} = 2.4 \cdot 10^{-9}$	/44/
$N_2H^+ + NH_3 \rightarrow NH_4^+ + N_2$	$k_{14} = 2 \cdot 10^{-9}$	/45/

Alle Reaktionsraten haben die Einheit cm^3/sec .

Die nach dem Lösen des neuen Gleichungssystems gewonnenen theoretischen Verläufe stimmen mit Ausnahme der Masse 1 in befriedigender Weise mit den Messungen überein, wenn man noch beachtet, daß Effekte in der Nähe der Sondenöffnung des Innenzylinders -also in Wandnähe -, die zu einer weiteren Abnahme der Plasmadichte führen, vom theoretischen Modell nicht wiedergegeben werden können. (Vgl. Abb.10b und 12). Könnte man die Restfehler noch eliminieren, so würde das 8-Komponenten-Modell in der Lage sein, Vorhersagen der

Abhängigkeiten der Plasmadichten und Konzentrationen jeder einzelnen Ionensorte von Neutralgasdruck, Strahlstrom und Restgaseinflüssen zu liefern. Wir müssen daher das erneute Abweichen der gemessenen H^+ -Verteilung von der erwarteten diskutieren und auch das tatsächliche Vorkommen von neutralem Ammoniak im Plasma belegen.

6. Vergleich von Theorie und Experiment

6.1. Das Masse-1-Problem

Größere Mengen von H^+ können nur aus dem neutralen Wasserstoffgas, Wasser oder denkbaren Wasserstoffverbindungen wie Kohlenwasserstoffen oder Ammoniak, die sich in der Apparatur befinden könnten, durch Ionisation entstehen. Die Reaktionen, die zu H^+ führen, haben alle zu kleine Wirkungsquerschnitte, da es sich im wesentlichen um die Rückreaktionen der bisher berücksichtigten Reaktionsverläufe handelt. Die gemessene Häufigkeit von Masse 1 ist aber mindestens einen Faktor 5 größer, als unsere beiden Modelle, die die Ionisation ja berücksichtigen, erklären können. Doch nicht nur bei allen Plasmamessungen, sondern auch bei den Neutralgasanalysen stellten wir stets einen unerklärlich hohen H^+ -Anteil fest, z.B. ergibt sich aus Abb. 6 ein Verhältnis von Masse 1 zu Masse 2 von 45:100, theoretisch durch Ionisation 5:95 /29/. Unsere einzige Erklärung ist, daß das Quadrupolspektrometer falsche quantitative Aussagen zu Masse 1 macht. Um das zu belegen, führten wir eine Messung in Deuteriumgas durch (Abb. 13). Aus diesem Isotop ist keine Abspaltung von Wasserstoff der Masse 1 möglich; kleinstes denkbare Ion wäre D^+ mit Masse 2. Das gemessene Verhältnis von D^+ zu D_2^+ ist mit 3:100 sogar geringfügig unter dem erwarteten Wert. Dagegen ist Masse 1 mit 7% der Häufigkeit vom Hauption D_2^+ (Masse 4) vertreten. Als einzige Quelle von H^+ im Deuteriumplasma wäre H_2O aus der Restgasverunreinigung denkbar. Nach /46/ entsteht bei der Ionisation von Wasser das Ion H^+ zu 29.6% bezogen auf das Hauption H_2O^+ . Doch selbst wenn man von einer Wasserverunreinigung von 2% auf den Gesamtdruck - was sicher zu viel ist - ausgehen würde, dürfte H^+ höchstens 0.7 % statt 7% im Vergleich zu D_2^+ ausmachen.

Wir müssen also davon ausgehen, daß die Häufigkeit der Masse 1 in unseren Messungen nicht richtig wiedergegeben wird. Dies zeigt auch ein Vergleich verschiedener Gase

Gasart	gemessen	theoretisch
H ₂	45% H ⁺ zu H ₂ ⁺	5% aus H ₂
D ₂	7% H ⁺ zu D ₂ ⁺	0.7% aus H ₂ O
He	8% H ⁺ zu He ⁺	0.7% aus H ₂ O

Um durch die Verwendung einer falschen H⁺-Häufigkeit keine fehlerhaften Konzentrationen der anderen Ionensorten zu erhalten - diese sind ja auf die Summe aller gemessenen Ionensorten bezogen - , eliminierten wir die Masse 1 bei der Konzentrationsberechnung und ließen dann zum Zwecke der Vergleichbarkeit auch in den theoretischen Kurven Masse 1 unberücksichtigt. Danach ergaben sich gut vergleichbare theoretische und experimentelle Konzentrationsprofile (Vgl. Abb. 28a-c und 29a-c ; die Abb. werden später noch diskutiert)

6.2. Das NH₃-Problem

Wenn das 8-Komponenten-Modell zur Erklärung der gemessenen Profile das Vorhandensein von neutralem Ammoniak im Plasma fordert, so muß man in den Massenspektren des Neutralgases nach Masse 17 (NH₃) suchen. Wegen der relativ geringen Auflösung der Quadrupolmassenspektrometer ist jedoch das nachgewiesene NH₃⁺-Ion nicht vom OH⁺-Ion zu unterscheiden (beide Masse 17). OH⁺ entsteht aber beim Nachweis von Wasser zu 23% bezogen auf das Ion H₂O⁺ (Masse 18) /46/. Eine Möglichkeit, NH₃ in der Apparatur nachzuweisen besteht darin, den Unterschied der Häufigkeiten von Masse 17 im Spektrum des plasmafreien Neutralgases zum Neutralgas bei gezündetem Plasma zu untersuchen. Wie schon Lehner /47/ kamen auch wir zu dem Ergebnis, daß ein solcher Unterschied nicht feststellbar ist. Eine weitere Möglichkeit des NH₃-Nachweises ergibt sich aus dem charakteristischen Verhältnis von Masse 16 (NH₂⁺) zu Masse 17 (NH₃⁺) bei der Ionisation: (16):(17)=4:5 /46/. Masse 16 ist jedoch auch vom Ion O⁺ belegt und unsere

Spektren lassen auch hier keinen eindeutigen Schluß auf NH_3 zu. Unsere Berechnungen mit dem 8-Komponenten-Modell zeigen allerdings, daß Ammoniakverunreinigungen im Zehntel-Promille-Bereich genügen, um die Profilform von Masse 18 (hier: NH_4^+) entscheidend festzulegen. Wir versuchen eine Abschätzung, um die Größenordnung des gebildeten Ammoniaks zu bestimmen:

Wir nehmen an, wir haben im Gefäß Wasserstoffgas von 2 Pascal Druck mit einer Stickstoffverunreinigung von 1%, also $2 \cdot 10^{-2}$ Pa Stickstoffpartialdruck. Ein Elektronenstrahl von 3 mA Stärke besteht aus

$$\frac{3 \cdot 10^{-3}}{1.6 \cdot 10^{-19}} = 1.9 \cdot 10^{16} \left[\frac{\text{A}}{\text{As}} \right]$$

Elektronen pro Sekunde.

Jedes Elektron produziert bei einer Energie von 500-1000 eV etwa 3 Stickstoffionen pro Zentimeter Flugstrecke und Torr /48/. Im 27 cm langen Innenzylinder werden beim angenommenen N_2 -Druck also insgesamt

$$1.9 \cdot 10^{16} \cdot 3 \cdot 27 \cdot 2 \cdot 10^{-2} / 133 = 2.3 \cdot 10^{14} \quad \text{Stickstoffionen}$$

pro Sekunde erzeugt.

Nehmen wir als obere Abschätzung an, daß alle diese Ionen in NH_3 umgewandelt werden, so ergibt das einen Zulauf von

$$\frac{2.3 \cdot 10^{14}}{2.4 \cdot 10^{17}} \approx 1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Pa} \cdot \text{l}}{\text{sec}}, \text{ da einem Pascal Druck}$$

bei 300 K $2.413 \cdot 10^{17}$ Teilchen pro Liter entsprechen.

Im Experiment ermittelten wir eine effektive Sauggeschwindigkeit im Rezipienten von 5 l/sec, so daß sich ein stationärer NH_3 -Druck von

$$p_{\text{NH}_3} = 1 \cdot 10^{-3} / 5 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$$

einstellen würde.

Dieser Druck liegt um 4 Größenordnungen unter dem Wasserstoffdruck. Bei nur 1% Wasseranteil am Totaldruck und davon 23% auf Masse 17 bei der Ionisation im Spektrometer muß man demnach mit einem Untergrund auf Masse 17 von $2.3 \cdot 10^{-3}$ Pa

rechnen. Damit wäre das produzierte Ammoniak um fast eine Größenordnung zu klein, um es experimentell nachweisen zu können, nicht einmal bei den von uns gemachten Maximalannahmen. Um einen positiven Nachweis trotzdem zu erbringen, sind wir im nächsten Abschnitt dieser Arbeit zu erhöhten N_2 -Konzentrationen übergegangen.

5.3. Messungen in Gemischen aus H_2 und N_2

Da, wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, nicht erwartet werden kann, in einem Plasma aus Wasserstoffgas und den Restgasverunreinigungen N_2 und H_2O mit unseren Mitteln den minimalen Ammoniakaufbau zu beobachten, wurde durch die definierte Zugabe hoher Stickstoffdosen zum H_2 und die maximal erreichbare Stromdichte der Elektronenkanone bei der Plasmaerzeugung versucht, die Nachweisgrenze zu überschreiten. Zu diesem Zweck wurde parallel zum elektrischen Regelventil ein zweites, manuelles Dosierventil mit Anschluß an eine Stickstoffflasche montiert. Mittels dieses Ventils ließ sich im ersten Schritt ein Stickstoffdruck im Entladungsgefäß einstellen, der am Ionisationsmanometer kontrolliert wurde und über Stunden sehr gut konstant blieb. Im zweiten Schritt wurde nun additiv durch die elektrische Druckregelung der Wasserstoff bis zum gewünschten Gesamtdruck eingelassen und konstant gehalten. Der Stickstoffpartialdruck ergab sich dann als Verhältnis des im ersten Schritt gemessenen Stickstoffdrucks zum im zweiten Schritt eingestellten Gesamtdrucks. Die Druckanzeige des Ionisationsmanometers ist auf Stickstoffgas geeicht, so daß nur für Wasserstoff ein Korrekturfaktor beachtet werden muß.

An Hand der Abschätzung auf Seite 31 sieht man, daß bei 30% Stickstoffzumischung (vorher 1%) und einem Strom der Elektronenkanone von 10 mA (vorher 3 mA) die rechnerische Ammoniakkonzentration um einen Faktor 100 steigen müßte, also auf $2 \cdot 10^{-2}$ Pa oder 1% vom Gesamtdruck. Dagegen ist der Anteil des Restwassers 1.5%, was $3 \cdot 10^{-2}$ Pa Partialdruck gleichkommt. Gleiche Empfindlichkeit des Nachweises von NH_3 und H_2O vorausgesetzt, produziert Wasser einen Peak von angenommen 3 Einheiten im Spektrum auf Masse 18 und ca. 0.75 Einheiten auf Masse 17 (Verhältnis 23:100). Mit eingeschalt-

tetem Plasma erhöht sich der Peak auf Masse 17 durch NH_3 um 2 Einheiten, also von 0.75 auf 2.75 . Damit wäre der Ammoniak experimentell nachweisbar.

Daß dies tatsächlich gelingt, zeigen Messungen, die in Abb.14 dargestellt sind. Die Neutralgasspektren geben unterschiedliche Peakhöhen bestimmter charakteristischer Ionen an, je nachdem ob das Plasma eingeschaltet ist oder nicht. Hierbei ist es aus Gründen der anliegenden Potentiale im Quadrupol unmöglich, daß direkt vom Plasma erzeugte Ionen nachgewiesen worden sind. Es handelt sich vielmehr um eine echte Änderung der Neutralgaszusammensetzung. Für uns von Interesse sind die Massen 16 (NH_2^+), 17 (NH_3^+ oder OH^+) und 18 (H_2O^+ oder NH_4^+). Das Aufteilungsverhältnis bei der Ionisation von Wasser ist $\text{O}^+:\text{OH}^+:\text{H}_2\text{O}^+ = 1.1:23:100$, das für Ammoniak ist $\text{NH}_2^+:\text{NH}_3^+:\text{NH}_4^+ = 80:100:0.7$; das hat bei unseren Bedingungen zur Folge, daß Masse 18 ausschließlich vom Wasser herrührt. Das Spektrum bietet die Möglichkeit, sowohl aus der Änderung des Verhältnisses von 16:17 als auch aus der Änderung von 17:18 den Ammoniakanteil zu bestimmen. Wir erhalten aus dem Verhältnis von 16:17 einen Ammoniakanteil von 13% gegen Wasser, aus 17:18 einen Anteil von 12.5%. Bei einem Wasseranteil von 1.5% bei 2 Pa Arbeitsdruck bedeuten diese Zahlen einen NH_3 -Partialdruck von $4 \cdot 10^{-3}$ Pa. Das entspräche 20% des Wertes aus der Maximalabschätzung von Seite 31 (hier: $2 \cdot 10^{-2}$ Pa).

Nachdem es so möglich geworden war, den Ammoniak in der Entladung direkt nachzuweisen, konnte auch die zeitliche Änderung der Neutralgaszusammensetzung nach dem Ein- bzw. Abschalten des Plasmas aufgenommen werden. Abb. 15 zeigt die Einstellung neuer Gleichgewichtszustände mit der Zeit. Beachtenswert ist hierbei besonders das gegenläufige Verhalten von Masse 17 und 18. Während 18 (H_2O) durch Elektronenbeschuß innerhalb von 100-200 sec zu H_2O^+ "weg-ionisiert" wird bzw. zu H_3O^+ reagiert und damit als Ion in der Neutralgasanalyse nicht mehr nachgewiesen werden kann, baut sich der Peak von Ammoniak in dieser Zeit zu seinem neuen stationären Gleichgewichtszustand auf. Beim Abschalten des Plasmas tritt der gegenläufige Vorgang auf. Sowohl Ammoniak als auch Wasser sind Moleküle mit hohen Adhäsionskräften, die sich an die Wände des Gefäßes

anlagern und von dort nur langsam desorbieren /36/. Dieses Phänomen des langsamen Aufbaus ist auch von Luber beobachtet worden, der - allerdings bei anders gelagerten geometrischen und vakuumtechnischen Verhältnissen - eine Anstiegszeit von von ca. 100 sec für Ammoniak gemessen hat.

Im Vergleich zu Ammoniak und Wasser zeigt der nicht polare Sauerstoff (Masse 32) in der Abb.15 kürzere Einstellzeiten etwa von 50 sec. Vermutlich findet eine Umwandlung zum in der Abb.15 nicht aufgeführten CO_2 statt, das ein gegenläufiges Verhalten zum O_2 aufweist. Von genaueren Untersuchungen dazu wurde abgesehen.

Aber nicht nur aus der Neutralgasanalyse kann bei hoher Stickstoffbeimischung das Vorhandensein von NH_3 belegt werden, sondern besonders in den Ionenkonzentrationsprofilen des Plasmas ist Ammoniak als Reaktionspartner offensichtlich. Betrachten wir zunächst die Abb. 16 und 17, die die Konzentrationsverläufe der Massen 18 und 19 mit der Stickstoffbeimischung als Parameter wiedergeben. Man erkennt, daß Masse 18 mit der N_2 -Verunreinigung stark zunimmt, Masse 19 dagegen abnimmt. Zusätzlich tritt der Effekt auf, daß das Maximum von 19 mit zunehmendem N_2 -Anteil immer weiter zur Gefäßachse wandert. Da bei der experimentellen Durchführung dieser Messung darauf geachtet wurde, daß die Wasserkonzentration im Gefäß konstant blieb, kann das starke Ansteigen von Masse 18 nur auf das vermehrte Auftreten von NH_4 -Ionen zurückzuführen sein. Diese entstehen durch die Reaktion von H_3O^+ (Masse 19) mit neutralem NH_3 , wie es unser 8-Komp.-Modell erklärt. Aus diesem Grund nimmt die Konzentration von Masse 19 bei vermehrter Anwesenheit von Stickstoff ab. Wie die Anpassungsrechnungen Abb. 18 und 19 zeigen, wandert das Maximum der Konzentrationsverteilung von Masse 19 dabei zur Mitte des Gefäßes, wie es auch unsere Messungen ergeben.

Bei den Rechnungen hat man für die Verunreinigung 3 freie Werte, nämlich die Stickstoff-, Wasser- und Ammoniakquote. Bei der definierten Zumischung ist die Stickstoffkonzentration bekannt; sie ist gleich der Zumischung. Durch rechnerische Variation der Wasserkonzentration kann man den Verlauf von Masse 3 (H_3^+) in die richtige Größe bringen, da Wasser im

wesentlichen die Reaktion $\text{H}_3^+ + \text{H}_2\text{O} \longrightarrow \text{H}_3\text{O}^+ + \text{H}_2$

beeinflusst. Durch Variation der Ammoniakverunreinigung paßt man dann an die gemessenen Verläufe von Masse 18 und 19 rechnerisch an: bei Erhöhung des Ammoniakvorkommens wird die Reaktion $\text{H}_3\text{O}^+ + \text{NH}_3 \longrightarrow \text{NH}_4^+ + \text{H}_2\text{O}$ wirksamer, was zum Abbau von Masse 19 und zum Aufbau von Masse 18 führt. Ein 5%iges Stickstoff/Wasserstoffgemisch sollte nach den Anpassungsrechnungen mit ca. $1 \cdot 10^{-4}$ Ammoniak und $3 \cdot 10^{-4}$ Wasser verunreinigt sein. Dieser letzte Wert scheint auch deswegen realistisch zu sein, weil er mit dem hauptsächlich durch Restwasser bestimmten Enddruck in der Apparatur zusammenfällt. Die mit dem Neutralgasspektrometer gefundenen Werte von 1-2% deuten besonders auf eine starke Bedeckung der Wände mit Wasser hin, das nur schwer abgepumpt werden kann.

Mit dem Nachweis von NH_3 ist die Vorhersage des 8-Komp.-Modells bestätigt worden, in der Wasserstoffentladung müsse neutraler Ammoniak als Reaktionspartner bei Ionen-Molekül-Reaktionen eine nicht vernachlässigbare Rolle spielen. Die Verwendung des 8-Komp.-Modells zur Beschreibung der Diffusions- und Reaktionsvorgänge im von uns untersuchten Plasma ist also gut begründbar.

Im folgenden soll untersucht werden, ob das Modell auch die Abhängigkeiten der Dichten und Konzentrationen vom Strahlstrom der Elektronenkanone und vom Neutralgasdruck richtig zu beschreiben vermag.

6.4. Die Stromabhängigkeit der Dichten und Konzentrationen

Mit unserer Meßeinrichtung können nicht nur Radialprofile der einzelnen Ionensorten bei festen äußeren Parametern gemessen werden, sondern man kann damit auch direkt die Abhängigkeiten der verschiedenen Ionendichten an jedem Punkt des Plasmaradius von diesen äußeren Parametern - vornehmlich Neutralgasdruck und Strahlstrom der Primärelektronen - messen. In den meisten Fällen genügt es, die Variationen der Dichten und Konzentrationen in der Achse

des Gefäßes zu messen. Daraus könnte man dann bei zusätzlicher Kenntnis der Radialprofile die Dichten aller radialen Punkte ermitteln.

Variiert man bei unserer Apparatur den Strahlstrom der Elektronenkanone, so verändert man damit zunächst die Erzeugungsrates der primären Plasmaionen (siehe Gleichung (6)). Betrachtet man dann Gl.-system (10) und berücksichtigt, daß für jeden ortsunabhängigen Faktor m gilt

$$\Delta(m \cdot n(r)) = m \cdot \Delta n(r)$$

so kann man die ersten beiden Gleichungen von (10) umschreiben

$$-D_{a1} \cdot \Delta\left(\frac{n_1}{I_B}\right) + k_1 \cdot \frac{n_1}{I_B} \cdot n_{H_2}^2 + k_2 \cdot \frac{n_2}{I_B} \cdot n_{H_2O} = C_1, \quad C_1 = C_1(p)$$

$$-D_{a2} \cdot \Delta\left(\frac{n_2}{I_B}\right) + k_3 \cdot \left(\frac{n_2}{I_B}\right) \cdot n_{H_2} = C_2, \quad C_2 = C_2(p)$$

und sieht, daß die Lösungen $n_1(r)$ und $n_2(r)$ linear mit I_B zusammenhängen. Das gleiche gilt für die restlichen Ionensorten, wovon man sich durch Betrachten der entsprechenden Gleichungen von (10) überzeugt.

Aus der Struktur des Gl.-Systems geht hervor, daß die Form der Radialprofile vom Strahlstrom unabhängig sind und ihre Absolutwerte proportional mit dem Strahlstrom ansteigen. Vergleicht man diese Vorhersagen mit den gemessenen Stromabhängigkeiten (Abb. 20), so scheinen die Dichten auf den ersten Blick keineswegs linear anzusteigen, sondern einen Knick bei kleinen Strömen um 0.5 mA aufzuweisen. Eine Erklärung dieser Erscheinung liefert die Betrachtung der Potentialverhältnisse im Inneren des Plasmas. Es können aus dem Plasmaraum aus den in der Apparaturbeschreibung auf Seite 11 dieser Arbeit beschriebenen Gründen nur Ionen nachgewiesen werden, die eine Energie von ca. +50 eV besitzen, die ihnen durch den auf diesem Potential liegenden Innenzylinder verliehen wird, während die Blende der Extraktionssonde auf -10 V liegt. Das neutrale Gas spürt natürlich nichts von diesen Potentialen. Erhöht man nun den Strahlstrom der Elektronenkanone von Null an auf

höhere Werte, so setzt eine zunächst noch schwache Ionisation ein, die ein Plasma von so geringer Dichte und damit Leitfähigkeit erzeugt, daß das erforderliche Potential von +50 V im Bereich der Blende noch nicht erreicht werden kann. Das Plasma ist mit einer sehr hochohmigen Spannungsquelle vergleichbar, deren Spannung bei Entzug von Ladungsträgern (in unserem Fall durch die Verluste) absinkt.

Messungen des Potentials in unserem Plasma (Abb. 21) zeigen den allmählichen Anstieg des Potentials je nach Belastung mit verschiedenen Meßwiderständen. Bei Strahlströmen unter 0.7 mA können daher die energieärmeren Ionen nicht nachgewiesen werden, was zu dem beobachteten Knick in der Meßkurve führt. Hat das Plasma genügende Dichte und Leitfähigkeit, also etwa oberhalb von 1 mA Strahlstrom, so erkennt man gut den linearen Zusammenhang der gemessenen Ionendichten vom plasmaerzeugenden Strom.

Was die Konzentrationen anbelangt, die nach unseren Überlegungen unabhängig vom Strahlstrom sein sollten, erkennt man eine befriedigende Konstanz der Werte, die problematische Masse 1 ausgenommen (Abb. 22).

6.5 Die Druckabhängigkeit der Dichten in der Achse

Die Druckabhängigkeit der gesamten Plasmadichte in der Achse des Entladungsgefäßes ($r=0$) entnimmt man am besten den Gleichungen (8) und (8a), die bei Beachtung der Erläuterungen von Seite 25 unten dieser Arbeit auch für den Mehrkomponentenfall eine gute Näherung darstellen. Nach (8a) ist die Plasmadichte in der Achse, d.h. im Strahlbereich linear vom Quotienten N/D_a abhängig und Gl.(8) entnimmt man

$$\frac{N}{D_a} \sim p^2 \cdot e^{-q \cdot p \cdot z}$$

oder unmittelbar vor der Elektronenkanone (bei $z=0$)

$$\frac{N}{D_a} \sim p^2$$

Der Anstieg der Plasmadichte in dieser Weise ist auch von Heider /17/ gemessen worden. Die experimentellen Schwierigkeiten der Messung bestehen darin, daß nicht nur der Strahlstrom gemäß

$$I = I_0 \cdot e^{-q \cdot p \cdot z}$$

druckabhängig ist, sondern gleichzeitig eine Aufweitung des Elektronenstrahls zu einer geringeren Stromdichte führt. Den Einfluß der Strahlaufweitung versuchte Heider damit zu umgehen, daß er bei kleinen Strahlströmen unter 2 mA experimentierte, bei denen die Strahlaufweitung durch Zweistrominstabilitäten, d.h. durch schwingende Plasmaelektronen, klein bleiben sollte.

Die Berechnung der Druckabhängigkeit der einzelnen Ionensortendichten in der Achse des Plasmagefäßes führten wir numerisch mit dem 8-Komponenten-Modell durch, wobei wir die experimentell gefundenen Wasser- und Ammoniakkonzentrationen und die Stromabnahme der Elektronen bis zum Meßort mitberücksichtigten. Wir finden eine Abhängigkeit, wie sie in Abb. 23 dargestellt ist. Dagegen zeigen die gemessenen Kurven den Verlauf Abb. 24. Besonders den steilen Anstieg von Masse 2 bei Drucken unter 1 Pa kann das 8-Komp.-Modell in der bisher verwendeten Form nicht wiedergeben. Um eine Erklärung anzubieten wurde versucht, die für uns nicht meßbare Strahlaufweitung und den damit verbundenen Rückgang der Stromdichte zu höheren Drucken hin mit einem Faktor $1/p$ bei der Primärerzeugung zu berücksichtigen. Obwohl dieser Faktor nicht quantitativ begründet werden kann, aber qualitativ die optisch zu beobachtende Strahlaufweitung beschreibt, zeigt die erneute Berechnung nun eine gute Übereinstimmung der Masse 2 mit dem Experiment und einen befriedigenden Verlauf der anderen Massen. (Abb. 25) Unser Modell ist bei diesen schwer faßbaren Abhängigkeiten der verschiedenen Einflüsse wohl überfordert. Immerhin ist der gemessene Verlauf durch die Einbeziehung der Strahlaufweitung etwas plausibler.

6.5. Die Druckabhängigkeit der Konzentrationen in der Achse

Mit zunehmendem Druck wird die Reaktion $\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \longrightarrow \text{H}_3^+ + \text{H}$ zugunsten von H_3^+ verschoben. Deshalb erwartet man - und die theoretischen Berechnungen mit dem 8-Komp.-Modell zeigen dies auch (vgl. Abb. 26) - mit dem Druck eine Zunahme der axialen Konzentration von H_3^+ auf Kosten von H_2^+ . Wenn unsere Messung in den Absolut-Werten auch nicht ganz mit dem Modell übereinstimmt, so zeigt sich das prinzipielle Verhalten jedoch deutlich (Abb. 27). Bei den übrigen Ionen ist die Übereinstimmung nicht befriedigend. Die Konzentrationen der Massen 18 und 19 sollten nach der Theorie mit dem Druck ansteigen, denn mit dem Reaktionsschema von Seite 27 sieht man, daß ein Anstieg von H_3^+ auch zu mehr H_3O^+ und damit zu mehr NH_4^+ führen sollte. Beide Ionenmassen bleiben in der Messung aber nahezu konstant.

Im Gegensatz zu den Dichten sind die Konzentrationen in der Achse unabhängig von der Strom- und Stromdichteabnahme zwischen Elektronenkanone und Meßort, da diese - wie schon im Abschnitt über die Stromabhängigkeit diskutiert - linear in alle Ionendichten eingehen. Korrekturen für die Abnahme haben daher keinen Einfluß auf das Ergebnis.

6.6. Die Bestimmung des Ratenkoeffizienten der Reaktion $\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \longrightarrow \text{H}_3^+ + \text{H}$

Alle von uns betrachteten Ionen reagieren mit den Restgasen H_2O oder NH_3 . Diese sind in Konzentrationen im Promillebereich in der Apparatur vorhanden und können, weil sie an der Grenze des Nachweisbereiches unseres Massenspektrometers liegen, nur mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 50\%$ gemessen werden. Dieser Fehler läßt bei der Berechnung der H_3^+ -Konzentration mit dem 8-Komp.-Modell bei sonst festen Parametern eine H_3^+ -Konzentration am Rand zwischen 20% und 50% zu. Gravierender noch ist der Einfluß von NH_3 : Bei $3 \cdot 10^{-3}$ Anteil am gesamten Neutralgasdruck dominiert das NH_4^+ -Ion überall außerhalb des Primärerzeugungsbereiches mit einer Häufig-

keit zwischen 60 und 75 % . Bei der ungenügenden Kenntnis der Restgaskonzentrationen ist für die Ionen H_3^+ , H_2O^+ , H_3O^+ und NH_4^+ eine Variation der Ratenkoeffizienten ihrer Reaktionen mit den Restgasen zur Anpassung der Verläufe an die Meßkurven nicht sinnvoll. H_2^+ dagegen ist das einzige Ion, das mit hoher Rate mit dem neutralen H_2 reagiert. Weitere Reaktionen mit H_2O führen zu H_3^+ und H_2O^+ . Da die bekannten Reaktionskoeffizienten dieser Reaktionen alle in der gleichen Größenordnung (einige 10^{-9} cm³/sec) liegen, das Verhältnis von $H_2:H_2O$ aber mindestens 100 beträgt, sind der Ratenkoeffizient der Reaktion von H_2^+ mit dem reinen Wasserstoff und der H_2 -Gasdruck für die Form der H_2^+ -Konzentration allein bestimmend. Der Wasserstoffdruck ist aber im Experiment eingestellt, also genau bekannt. Damit haben wir im Fall des H_2^+ -Ions die Möglichkeit, den Ratenkoeffizienten der Reaktion $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$

als einzig unbekannten Parameter an die Meßkurven anzupassen. Diese Anpassungsrechnungen zeigt Abb. 30 . Hier sind die Konzentrationsverläufe von Masse 2 bei verschiedenen Ratenkoeffizienten gerechnet und als durchgezogene Linien angegeben. Die Punkte sind 5 übereinandergelegte H_2^+ -Konzentrationen aus 5 verschiedenen Meßreihen, wobei man die gute Reproduzierbarkeit zumindest in der Achse des Plasmabehälters beurteilen kann. Durch Anpassung finden wir für die genannte Reaktion einen Ratenkoeffizienten von

$$k_3 = (1 \pm 0.2) \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{sec}$$

Die Fehlergrenzen werden dabei allein durch die Zählratenstatistik gegeben (die Druckmessung ist höchstens um 5% ungenau) und berücksichtigen von den dargestellten Verläufen den minimalen und maximalen.

Der so ermittelte Wert liegt zwischen den von Warneck /32a/ mit $k_3 = 1.8 \cdot 10^{-9}$ cm³/sec und Harrison, Ivko und Shannon mit $0.59 \cdot 10^{-9}$ cm³/sec angegebenen Koeffizienten. /32b/

6.7. Die Druckabhängigkeit der Profile

Setzt man den im vorigen Abschnitt ermittelten Ratenkoeffizienten $k_3 = 1 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 / \text{sec}$ für die Reaktion von H_2^+ mit H_2 statt des bisher verwendeten Wertes von Warneck /32a/ in das 8-Komp.-Modell ein, um die gemessene Veränderung der Konzentrationsprofile mit dem Druck rechnerisch nachzuvollziehen, so findet man eine wesentlich verbesserte Übereinstimmung der Profilformen auch der anderen Ionensorten. (Vgl. Abb. 28 a-c und 29 a-c) Durch die Zunahme von Stößen mit Neutralteilchen und die Abnahme der Diffusionsgeschwindigkeit mit dem Druck tritt eine auch anschaulich verständliche Konzentrierung der Ionenverteilung zu Mitte des Plasmagefäßes auf, d.h. die Ionen reagieren im Mittel schon bei kleineren Abständen von der Achse. Sowohl die Messungen als auch die Rechnungen geben gut diese "gedrängten" Profile wieder.

7. Zusammenfassende Diskussion der Ergebnisse

Die gemessenen radialen Ionenprofile an einem Elektronenstrahlplasma lassen eine Reihe von Erkenntnissen zu, aber auch einige Schwierigkeiten und Grenzen deutlich werden. Wir haben gezeigt, daß die Ionensorten im Inneren eines Plasmas im Gegensatz zur Annahme Oskams /9/ nicht-proportional verteilt sind. Dies ist auf die Ionen-Molekül-Reaktionen zurückzuführen, die während der Diffusion der Ionen zur Wand des Plasmagefäßes hin ablaufen. Das hat große Bedeutung für alle Meßmethoden, die aus massenspektrometrischen Wandströmen Rückschlüsse auf die Dichteverteilung der Ionen im Plasmainternen ziehen. In der Regel werden die relativen Häufigkeiten der Ionendichten an der Wand nicht denen in der Plasmamitte entsprechen. Beim von uns betrachteten Wasserstoffplasma wird die Verteilung der Ionensorten wesentlich von der Konzentration der Wasserdampf-Restgasverunreinigung und dem im Plasma aus der Stickstoff-Restgasverunreinigung mit dem Arbeitsgas Wasserstoff aufgebauten neutralen Ammoniak bestimmt. Da Wasser-

und Ammoniakverunreinigungen - wie mit Hilfe des aufgestellten 8-Komponenten-Modells berechnet werden konnte - schon bei geringeren Konzentrationen als mit üblicher Massenspektrometrie bestimmt werden kann, die Profilform bestimmen, und die Verunreinigung meist nicht zeitlich konstant ist, mußte unser ursprüngliches Ziel, die Messung der Ratenkoeffizienten aller die Profilform der auftretenden Ionen bestimmenden Ionen-Molekül-Reaktionen, weitgehend aufgegeben werden. Im Fall des H_2^+ -Ions, das fast ausschließlich mit dem reinen Wasserstoffgas reagiert, kann der Ratenkoeffizient der Reaktion $H_2^+ + H_2 \longrightarrow H_3^+ + H$ mit $k_3 = (1 \pm 0.2) \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{sec}$ durch Anpassung bestimmt werden. Andere Autoren geben vergleichbare Werte an. Will man in Zukunft mit Radialprofilmessungen Ratenkoeffizienten messen, so muß man ausheizbare UHV-Apparaturen und Neutralgase definierter Zusammensetzung verwenden. Der Vorteil unserer Meßmethode ist der, daß alle Raten der im Plasma ablaufenden Reaktionen gleichzeitig und unter identischen äußeren Bedingungen gemessen werden.

Auswertbare Ergebnisse erzielten wir vor allem durch Betrachtung der räumlich variierenden Ionenkonzentrationen $c_i = n_i / n_e$. Dabei ist bemerkenswert, daß der Verlauf der Konzentrationen vom ursprünglich einfacheren 5-Komp.-Modell der Ionen H^+ , H_2^+ , H_3^+ , H_2O^+ und H_3O^+ unter hypothetischer Annahme des Vorhandenseins von neutralem Ammoniak zur Aufstellung des 8-Komp.-Modells mit den Zusatzionen N_2H^+ , NH_3^+ und NH_4^+ führte. Nur an dieses Modell konnten die gemessenen Konzentrationen gut angepaßt werden. Durch definierte Zumischung von Stickstoff zu unserem Arbeitsgas Wasserstoff konnte die Vorhersage des Modells, die Anwesenheit von neutralem Ammoniak im Plasma, bewiesen werden. Die Berechnungen stimmen dann gut mit den Messungen überein, wenn man eine Ammoniakkonzentration von $1 \cdot 10^{-4}$ annimmt. Ein direkter massenspektrometrischer Nachweis des Ammoniaks in dieser Konzentration ist in unserer Apparatur nicht möglich, da die Ammoniakionen durch die in größerer Menge vorhandenen Wasserionen gleicher Masse verdeckt werden.

Die Höhe der Plasmadichte unseres Elektronenstrahlplasmas

hängt hauptsächlich über die Primärerzeugung vom Strom der Strahlelektronen und vom Neutralgasdruck ab. Deswegen wurde der Einfluß beider Variationen auf die Plasmadichte und die Konzentrationen jeweils direkt in der Achse des Plasmahalters gemessen und mit den Vorausberechnungen des 8-Komp.-Modells verglichen. Es zeigte sich, daß unter Berücksichtigung der im Experiment auftretenden Effekte wie Potentialvariation oder Strahlaufweitung fast alle Abhängigkeiten vom 8-Komp.-Modell richtig wiedergegeben werden. Diese Erfolge rechtfertigen im Nachhinein unser Vorgehen, die neuartigen Messungen von Ionenprofilen, die anfangs auch noch mit verschiedenen Fehlern behaftet waren, zunächst mit einem vereinfachten Modell zu beschreiben. Nachdem sich dieses Modell bei der Lösung prinzipieller Fragen bewährt hat und von großem Nutzen war, kann man nun darangehen, einige Verbesserungen (Strahlaufweitung, Wandeffekte) anzubringen oder gar das aufwendigere Wunderer-Modell /12/ zu rechnen. Die Hauptschwierigkeiten bei der Auswertung dieses Experimentes treten dadurch auf, daß man die Signale verschiedener Massen in ihrer Relation miteinander vergleicht. In der Literatur /49-53/ finden sich nämlich verschiedene widersprüchliche Angaben z.B. über die Massenabhängigkeit der Quadrupoltransmission und die SEV-Auslösewahrscheinlichkeit. Es werden sogar Unterschiede bei Molekülen gleicher Massenzahl beschrieben /54/. Wir waren hier auf die leider sehr spärlichen Angaben des Quadrupolherstellers angewiesen. Ein "Eichplasma" bekannter Ionenzusammensetzung, das man in einer ausgeheizten UHV-Apparatur aus Gasen bekannter Zusammensetzung herstellen könnte, würde für genauere Messungen von größtem Nutzen sein.

Literaturhinweise

- /1/ Aston, Wilbur, J.Appl.Phys. Vol 52 no 4 (1981), 2614
- /2/ Schmidt, Beitr.Plasmaphysik Bd.9, Heft 1 (1969), 11
- /3/ Knewstebb, Tickner, J.Chem.Phys. Vol.36 no 3, 674
- /4/ Armour, J.Phys.8, Vol 7 no 1o (1974) , 1213
- /5/ Albritton, Miller, Martin, McDaniel, Phys.Rev.171, 94
- /6/ Dawson, Tickner, J.Chem.Phys. 37 (1962), 672
- /7/ Bergmann, Chanin, J.Appl.Phys. Vol.42 no 11 (1971), 42o8
- /8/ Pahl, Z.Naturforschung 12a (1957), 632
- /9/ Oskam, Philips Res. Rept. 13 (1958), 335
- /10/ Howorka, Lindinger, J.Chem.Phys. Vol.61 no3 (1974), 118o
- /11/ Howorka, J.Chem.Phys. Vol 68 no 3 (1978), 8o4
- /12/ Wunderer, Diss. München 1975
- /13/ Wunderer, IEEE Transactions Pl.Sc. Vol PS-6 no 4 (1978)
- /14/ Boyd,Boylett, Proc.Roy.Soc. A 296 (1967)
- /15/ Kumar et al., J.Phys.E,Vol 15 (1982), 13o6
- /16/ Renner, Diss. München 1969
- /17/ Heider, Diss. München 1977
- /18/ Brown, Basic Data of Pl.Physics, John Wiley (New York 1959)
- /19/ Jaeckel, Kleinste Drucke, Springer Verlag München 195o
- /20/ Leybold- Mitteilung zu HV 200 Teil 15
- /21/ Smith, Emi-Mitteilung, document referenz R/Po 34Y72
- /22/ Richter, Universität München, persönl. Mitteilung
- /23/ Meyer, F-Praktikumsarbeit München 1980
- /24/ Hermann, Wagener, Die Oxidkathode, Barth-Verlag Leipzig 1944
- /25/ Krichbaumer, Zulassungsarbeit München 1982
- /26/ Smith, Plump, J.Phys.D, Vol 6 (1973), 1431
- /27/ Heisen, Z.angew.Physik 24.Band 2.Heft (1968), 61
- /28/ a) Heisen, Wunderer, Z.Physik 224, 239
b) Spormann, Diplomarbeit München 1977
- /29/ Engel,Steenbeck, Elektr. Gasentladungen, Bd.1 Springer-Verlag 1932 (Berlin)
- /30/ Miller, Mosley et al., Phys.Rev. 173 (1968), 115
- /31/ Kim,Huntress, Thurd, Chem.Phys.Lett. 29 (1974),189
- /32/ a) Warneck, J.Chem.Phys. Vol 46 no 2 (1966), 1351
b) Harrison, Ivko,Shannon, Can.J.Chem. 44 (1966),1351

- /33/ a) siehe /31/
b) Fehsenfeld, Schmeltekopf, Ferguson, J.Chem.Phys.
Vol 46 (1967), 2802
- /34/ a) siehe /31/
b) Betowski, Bohme et al., Chem.Phys.Lett. 31(1975), 321
- /35/ Wolf, Zulassungsarbeit München 1983
- /36/ Luber, Diss. München 1980
- /37/ Huntress, private Mitteilung an Wunderer
- /38/ Kim, Huntress, J.Chem.Phys. Vol 62 no 7 (1975), 2820
- /39/ Turner, J.Geophys.Res. Vol 73 (1968), 6751
- /40/ Hemsworth, Payzant, Chem. Phys. Lett. 26 (1974), 417
- /41/ a) Aquilani et al., J.Chem.Phys. Vol 43 (1965), 1969
b) Betowski, Bohme, Chem. Phys.Lett. 31 (1975), 321
- /42/ Kim, Theard, Huntress, Chem.Phys.Lett. 29(1974), 189
- /43/ Smith, Adams, Int.J.Mass Spectr.Ion Phys. 23(1977), 123
- /44/ Lindinger et al., J.Chem.Phys. 62 (1975), 3549
- /45/ Hemsworth, Bohme et al., Chem.Phys.Lett. 26 (1974), 417
- /46/ Vg technical information, cracking pattern
- /47/ Lehner, F-Praktikumsarbeit München 1982
- /48/ v.Ardenne, Tab.z.ang.Phys., Dt.Verlag der Wiss.(Berlin 1962)
- /49/ Schram et al., Physika(Utr) 32(1966), 796
- /50/ Koskii, Dokl.Akad.Nank SSSR 20 (1956), 334
- /51/ Arora, Agarwal, Ghosh, Int.J.Mass Spectr.Ion Phys.
24 (1977), 1
- /52/ Dawson, Int.J.Mass Spectr.Ion Phys. 21 (1976), 317
- /53/ Hennequin, Inglebert, Int.J.Mass Spectr.Ion Phys.
26 (1978), 131
- /54/ Balzers, Partialdruckmessung in der Vakuumtechnik

Im Zusammenhang mit dieser Arbeit möchte ich mich
sehr herzlich bedanken bei

Herrn Prof. Dr. A. Heisen für die Themenstellung, Anregung
und Kritik, fruchtbare Diskussionen sowie die Bereitstellung
von Personal- und Sachmitteln

meinen Mitarbeitern I.Wolf, K.Lehner und W.Krichbaumer
für die von ihnen geleistete ausgezeichnete Arbeit und
das freundschaftliche Arbeitsverhältnis

Herrn A. Selzle für die schnelle Hilfe bei der Lösung
anspruchsvoller feinmechanischer Probleme

bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die
Bewilligung von Sachmitteln

bei der Arbeitsgruppe Gasentladungsphysik in der Sektion
für das gute Arbeitsklima und das kameradschaftliche
Verhältnis

sowie bei allen denen, die mich bei der Durchführung
dieser Arbeit ermutigt und unterstützt haben.

Abbildungsverzeichnis

- 1) Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus
- 2) Skizze des Innentopfes
- 3) Schaltung von Elektronenkanone und Innentopf
- 4) Verschiedene Sonden
- 5) Rauschspannung am Elektrometer bei Verwendung eines axialen Multipliers
- 6) Neutralgasspektrum des Plasmas
- 7) Normierte Dichteprofile bei $p=2$ Pa
- 8) Normierte Dichteprofile bei $p=3$ Pa
- 9) Zeitliches Verhalten der Ionenzählraten
- 10) a) Konzentrationsprofile bei $p=1$ Pa
b) - " - bei $p=2$ Pa
c) - " - bei $p=3$ Pa
- 11) Ergebnis der Rechnung mit dem 5-Komp.-Modell
- 12) Ergebnis der Rechnung mit dem 8-Komp.-Modell
- 13) Deuterium-Neutralgasanalyse
- 14) Wasserstoff-Neutralgasanalyse mit und ohne Plasma
- 15) Zeitliche Änderung der Häufigkeiten bestimmter Neutralgaskomponenten nach Ein- und Ausschalten des Plasmas
- 16) Konzentrationsverlauf der Masse 18 bei Stickstoff-zumischung
- 17) Konzentrationsverlauf der Masse 19 bei Stickstoff-zumischung
- 18) Berechnete Verläufe der Masse 18 mit der Stickstoff-zumischung
- 19) Berechnete Verläufe der Masse 19 mit der Stickstoff-zumischung
- 20) Dichteverlauf in der Achse abhängig vom Strahlstrom
- 21) Anstieg des Plasmapotentials in der Achse mit dem Strahlstrom
- 22) Abhängigkeit der Ionenkonzentrationen vom Strahlstrom (in der Achse)
- 23) Berechnete Dichteabhängigkeit vom Druck in der Achse
- 24) Gemessene Dichteabhängigkeit vom Druck in der Achse
- 25) Erwarteter Dichteverlauf mit Stromdichtekorrektur

- 26) Berechneter Konzentrationsverlauf in der Achse abhängig vom Druck
- 27) Konzentrationsverläufe in der Achse gemessen
- 28)29) Konzentrationsprofile (ohne Masse 1) und Anpassungsrechnung mit 8-Komp.-Modell
- a) bei $p=1$ Pa
 - b) bei $p=2$ Pa
 - c) bei $p=3$ Pa
- 30) Anpassung des Ratenkoeffizienten der Reaktion
- $$\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \longrightarrow \text{H}_3^+ + \text{H}$$
- an die Meßwerte

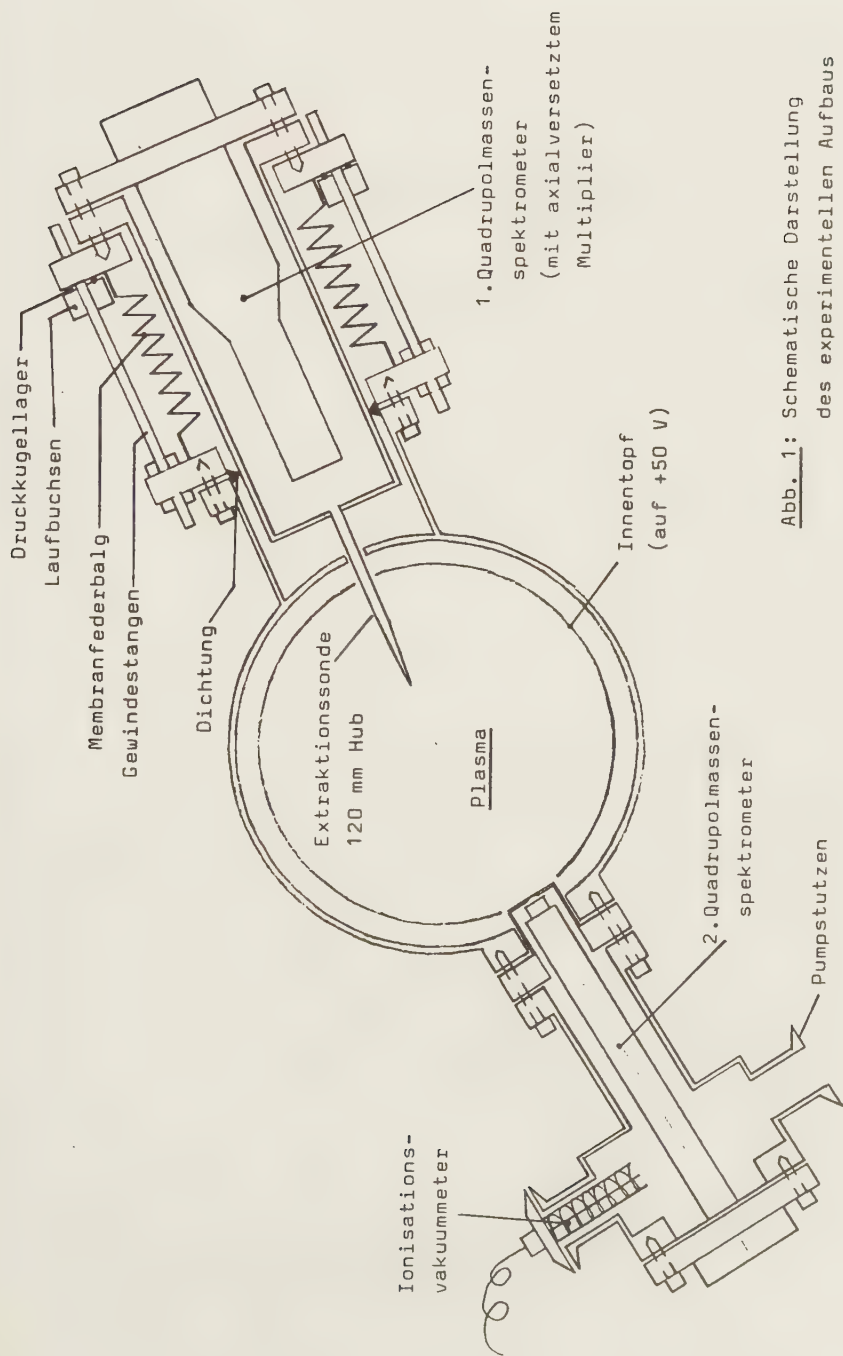


Abb. 1: Schematische Darstellung
des experimentellen Aufbaus

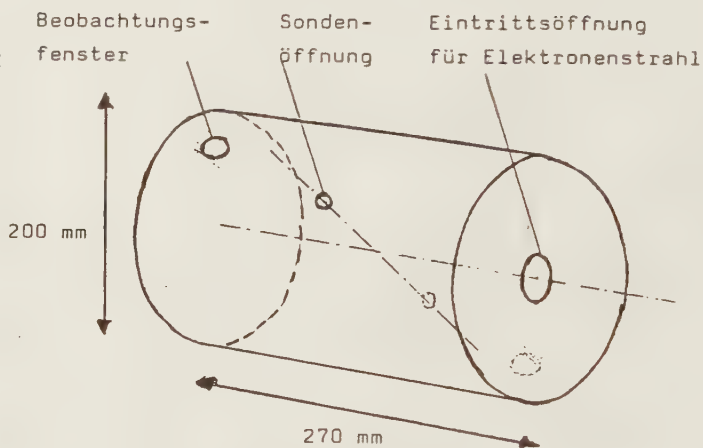


Abb. 2: Skizze des Innentopfes

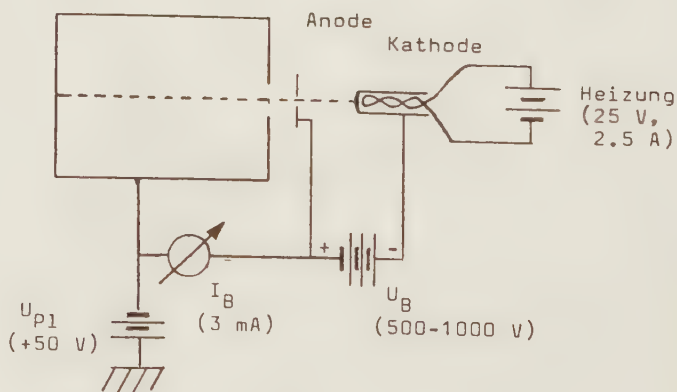


Abb. 3: Schaltung von Elektronenkanone und Innentopf

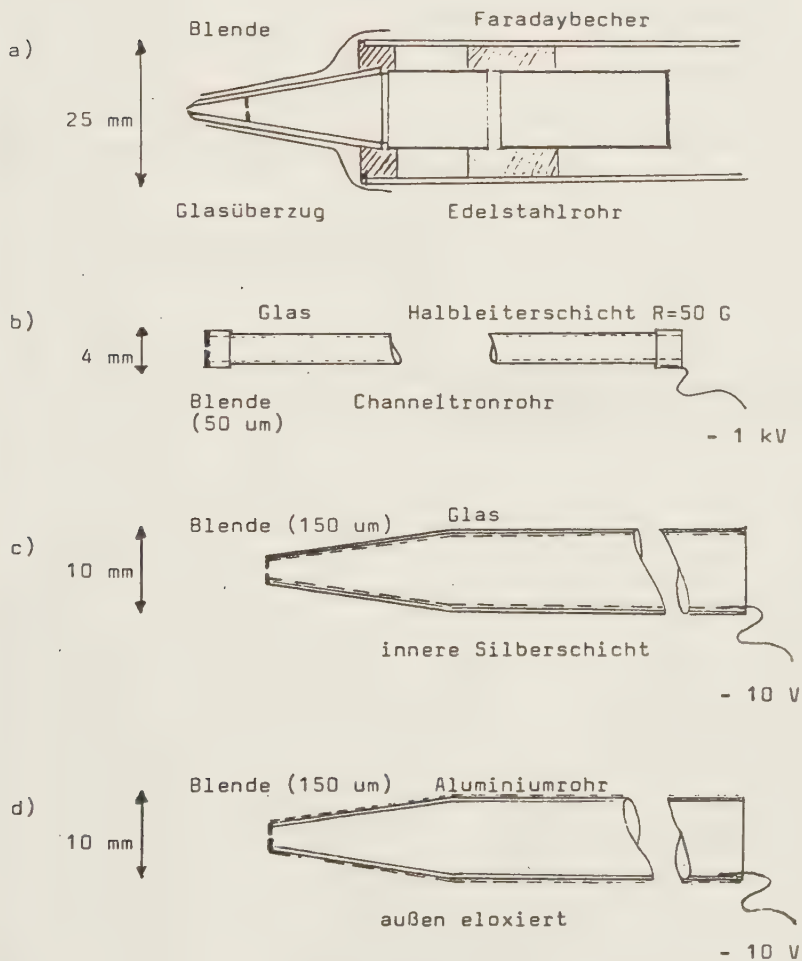


Abb 4: Verschiedene Sonden

a) nach Boyd/Boylett

b) nach Wunderer

c), d) diese Arbeit

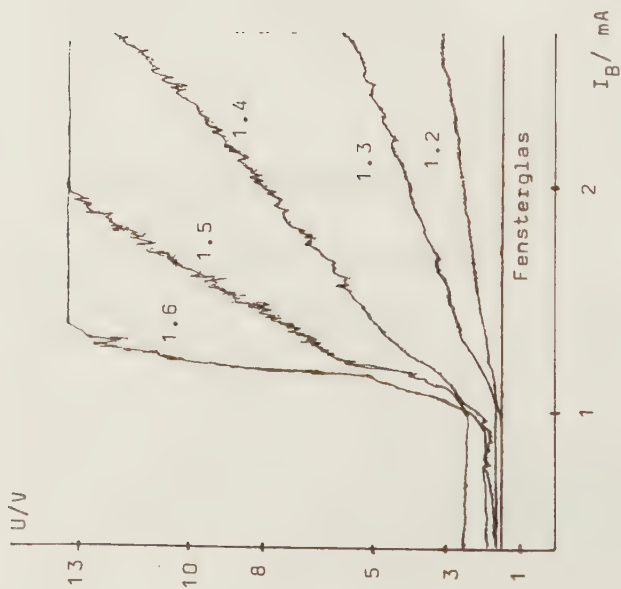


Abb. 5: Rauschspannung am Elektrometer bei Verwendung eines axialen Multipliers. Die Eintrittsöffnung des Systems war mit UV-durchlässigem MgF_2 verschlossen.
Parameter: Multiplierspannung in kV

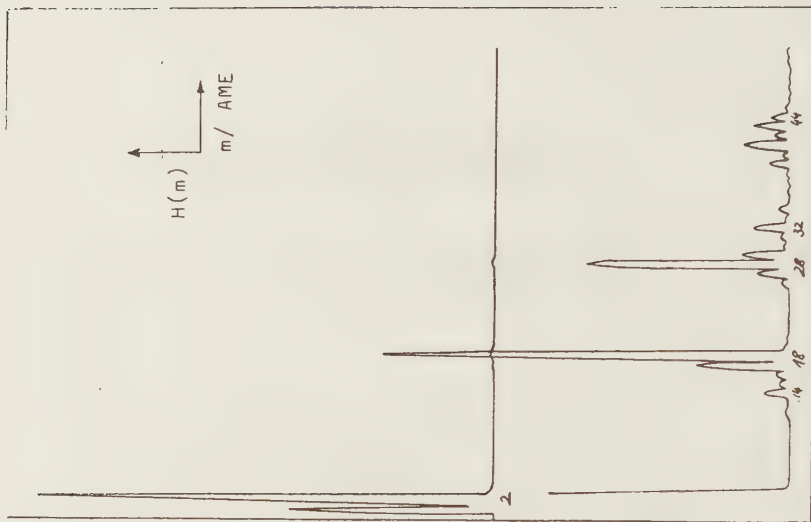


Abb. 6: Neutralgasspektrum des Plasmas
Untere Hälfte: Empfindlichkeit

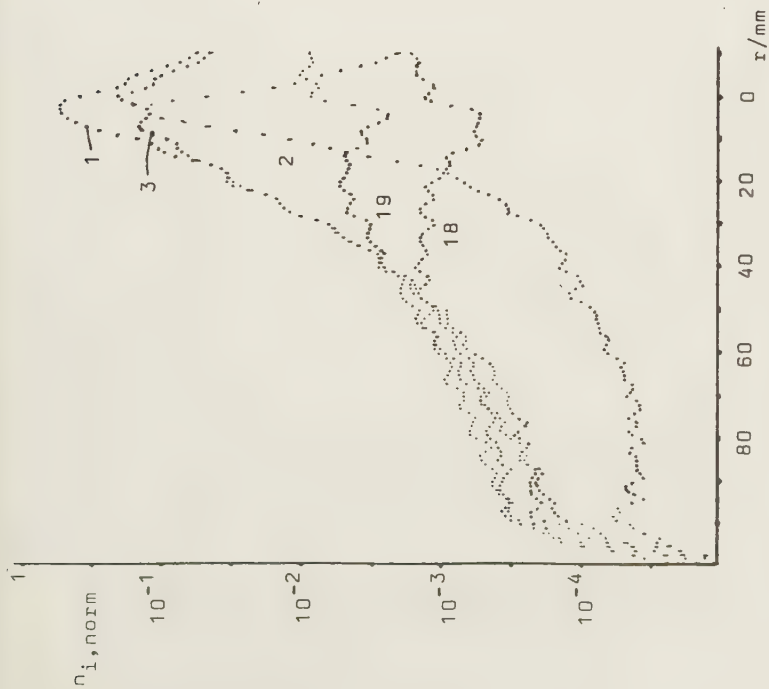


Abb. 7: Normiertes Dichteprofil der
Massenzahlen 1,2,3,18 und 19.
 $p=2$ Pa, $I_B=3$ mA

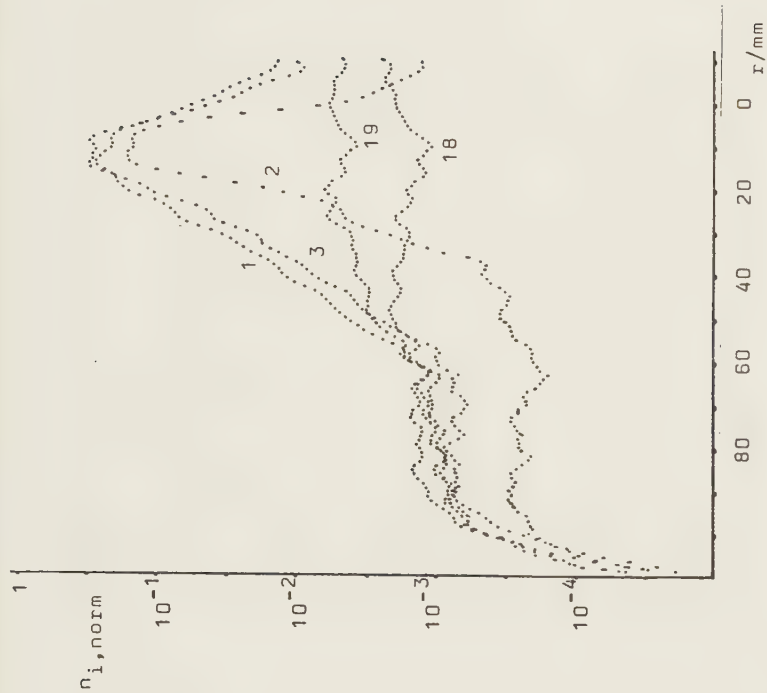


Abb. 8: Normiertes Dichteprofil bei
 $p=3$ Pa, $I_B=3$ mA

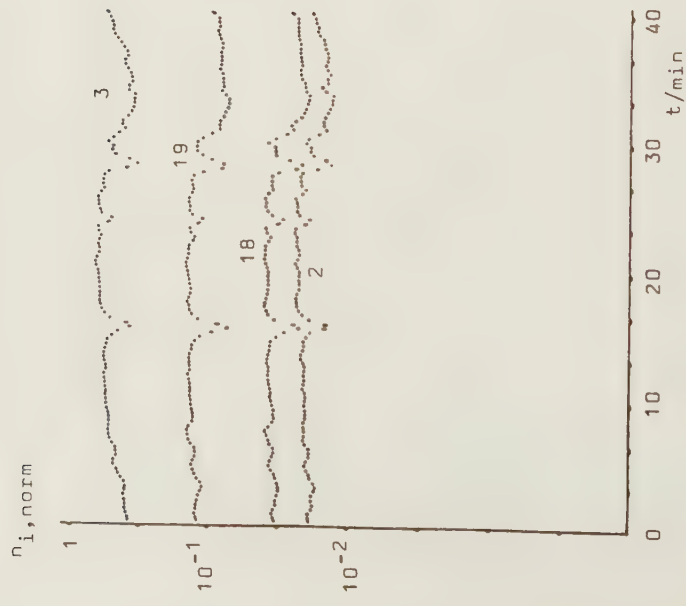


Abb. 9: Zeitliches Verhalten der Ionenzählraten

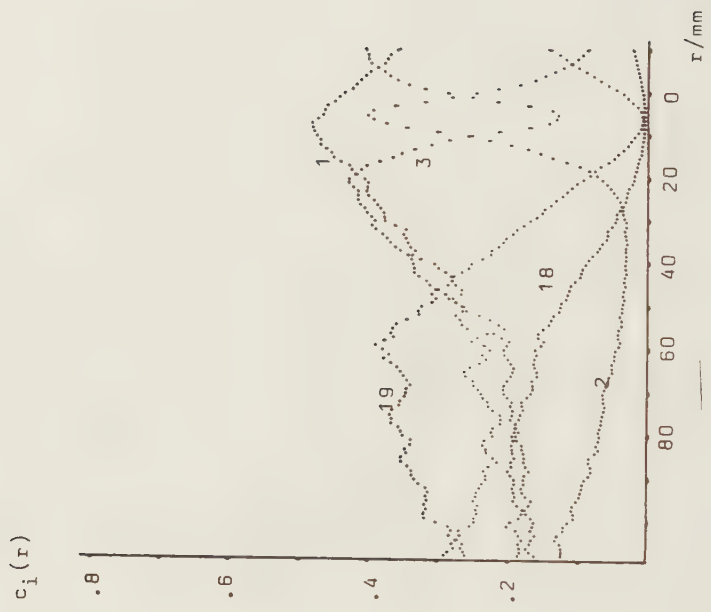


Abb. 10a: Konzentrationsprofile der Ionensorten bei $p=1 \text{ Pa}$, $I_B=3 \text{ mA}$

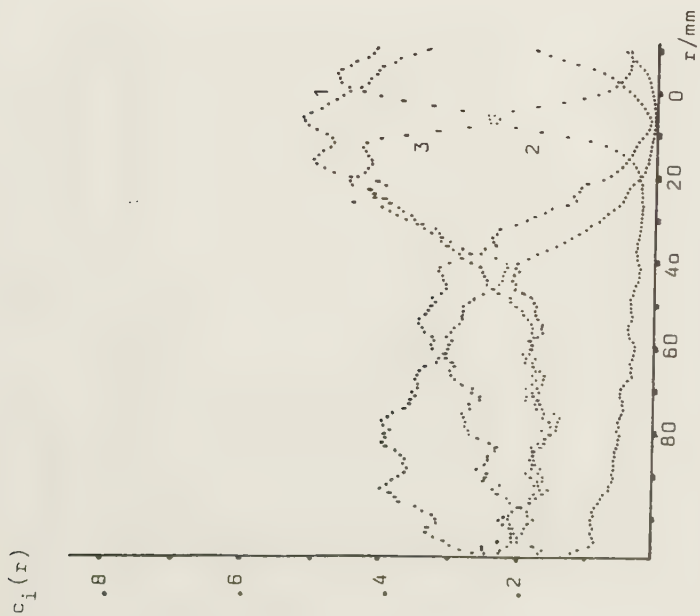


Abb. 10b: Konzentrationsprofile
bei $p = 2$ Pa, $I_B = 3$ mA



Abb. 10c: Konzentrationsprofile
bei $p = 3$ Pa, $I_B = 3$ mA

$c_i(r)$

$p = 2 \text{ Pa}, 3,3\% \text{ H}_2\text{O};$

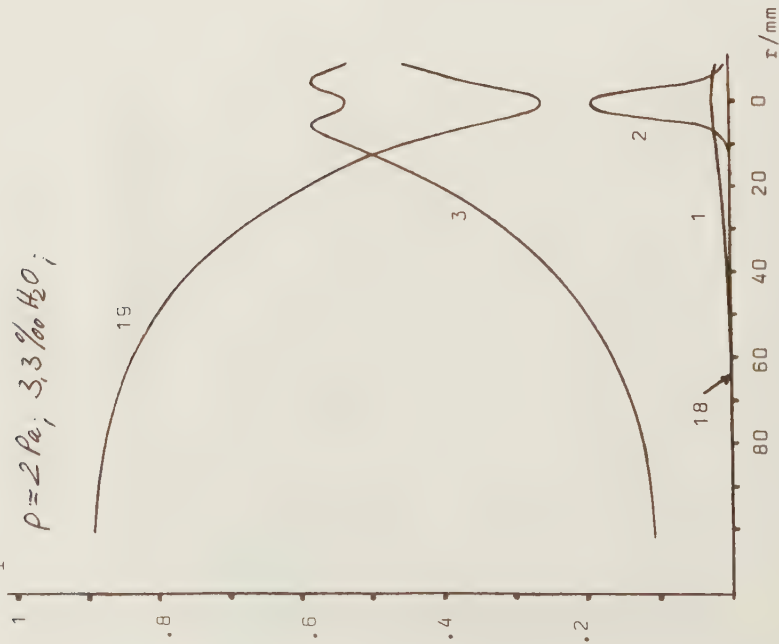


Abb.11: Ergebnis der Rechnung mit dem 5-Komponenten-Modell

$c_i(r)$

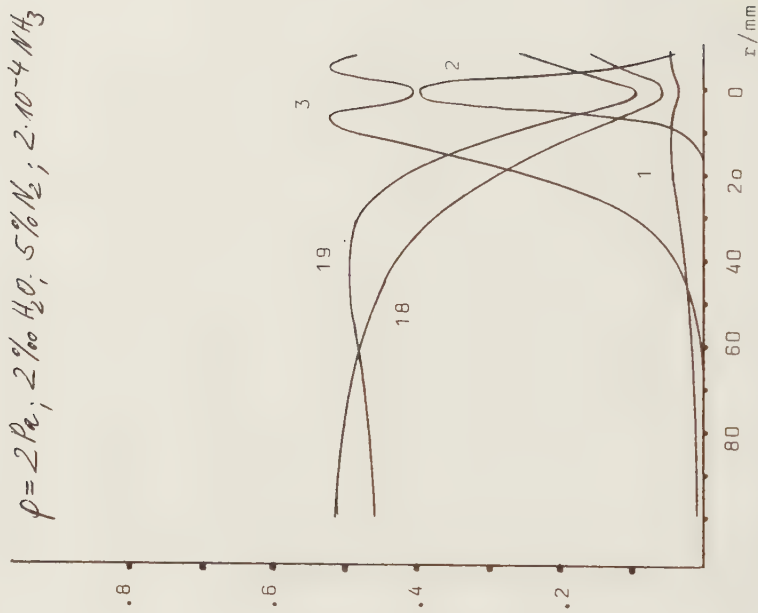


Abb.12: Ergebnis der Rechnung mit dem 8-Komponenten-Modell

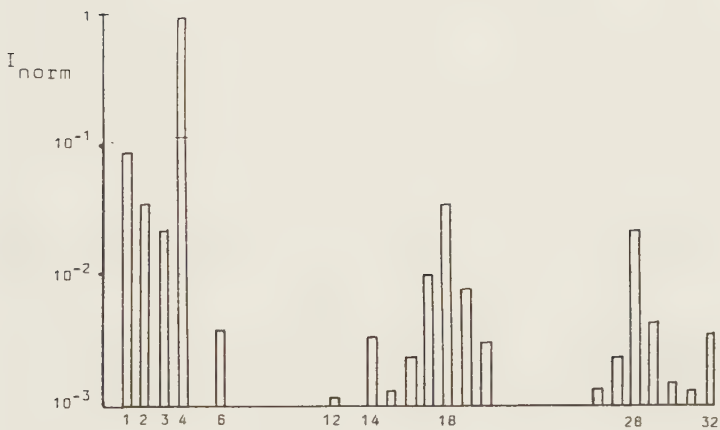


Abb. 13: Deuterium-Neutralgasanalyse

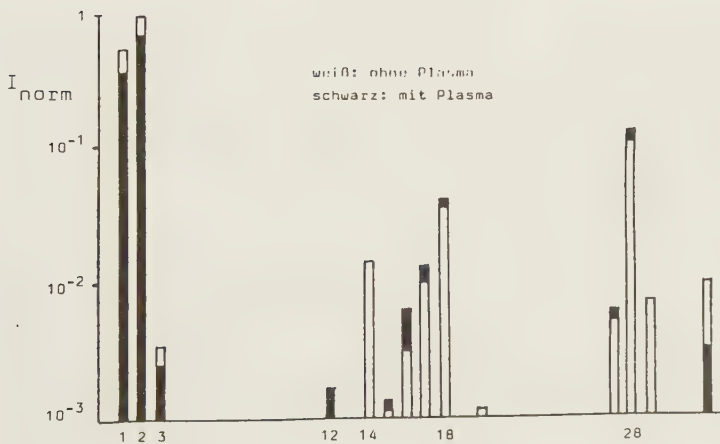


Abb. 14: Wasserstoff- Neutralgasanalyse
mit und ohne Plasma

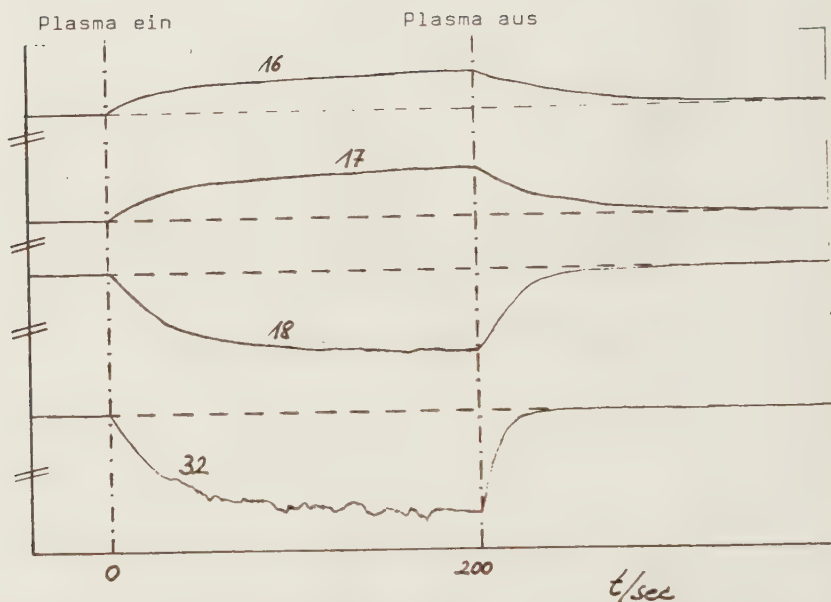


Abb. 15: Zeitliche Änderung der Häufigkeiten bestimmter Neutralgaskomponenten nach Ein- und Ausschalten des Plasmas (30% N_2 -Zumischung)
 16= NH_2 , 17= NH_3 , 18= H_2O , 32= O_2

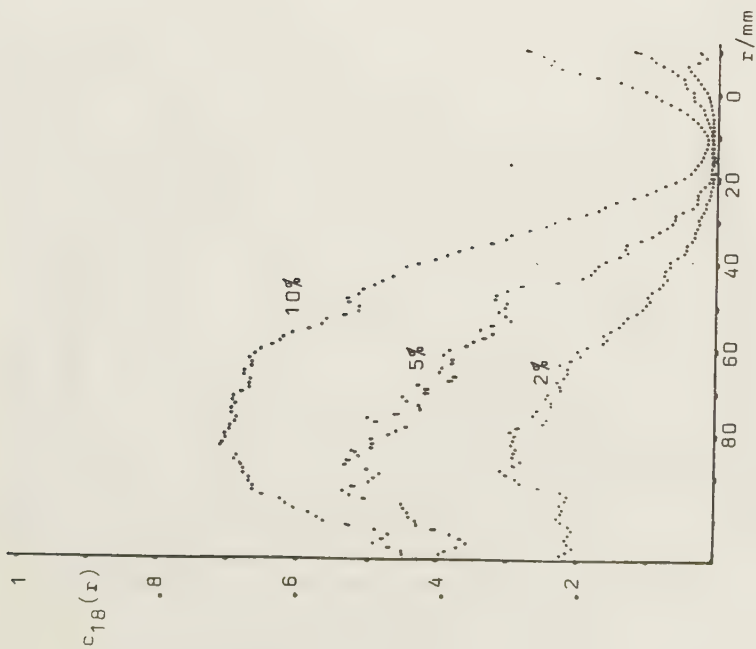


Abb. 16: Konzentrationsverlauf der
Masse 18 bei verschiedenen
Stickstoffzumischungen

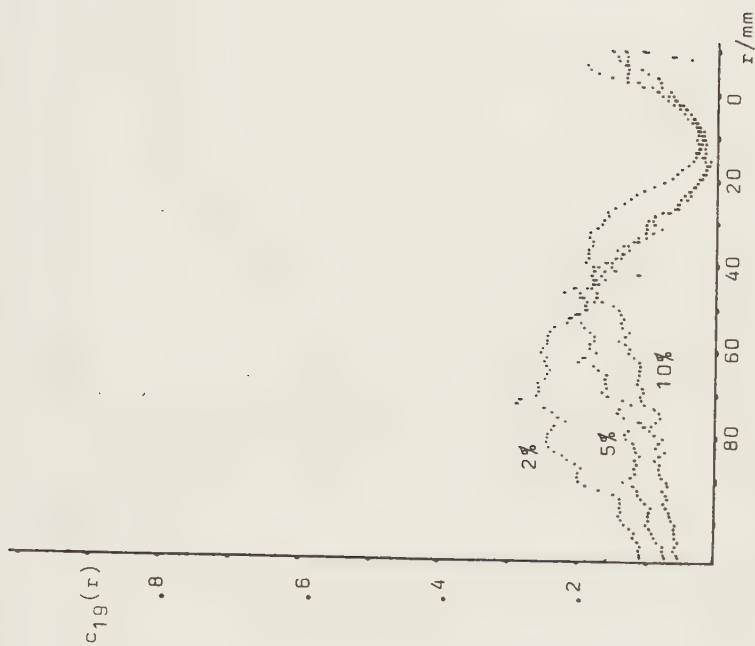


Abb. 17: Konzentrationsverlauf der
Masse 19 bei Stickstoffzumischung

$c_{18}(r)$

$$p = 2 \text{ Pa}; \quad 1 \cdot 10^{-4} \text{ H}_2\text{O}; \quad [\text{NH}_3] = 3 \cdot 10^{-4} [\text{N}_2]$$

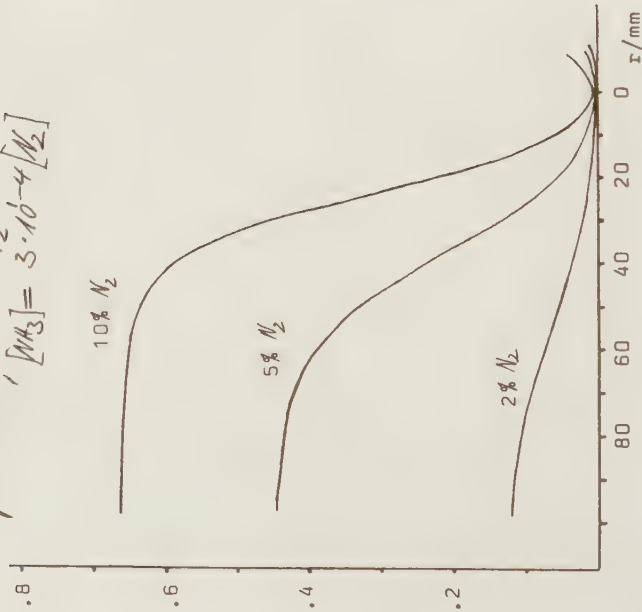


Abb. 18: Berechnete Verläufe der Masse 18 mit der Stickstoffzumischung

$c_{19}(r)$

wie Abb. 18

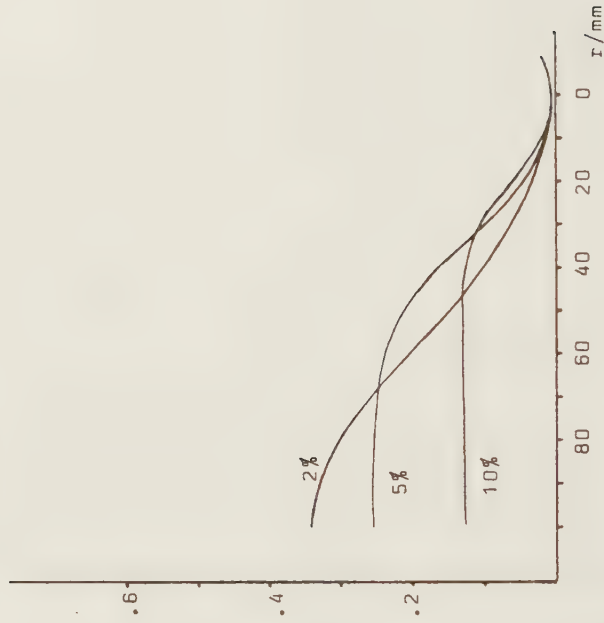


Abb. 19: Berechnete Verläufe der Masse 19 mit der Stickstoffzumischung

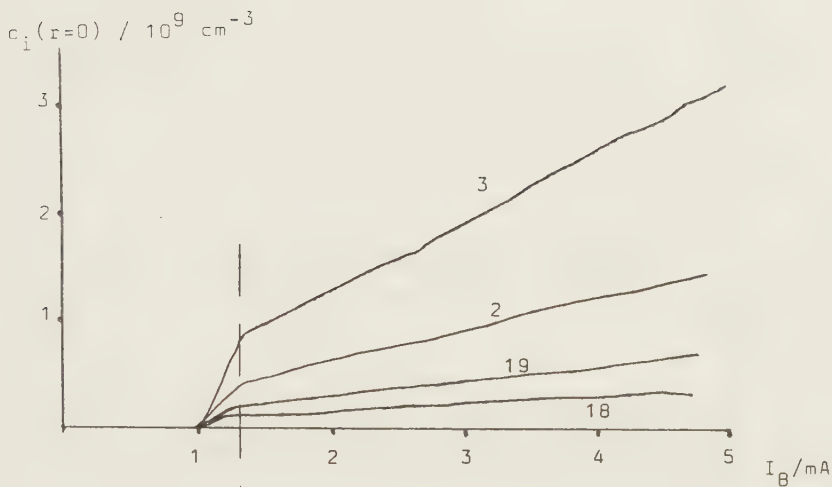


Abb. 20: Dichteverlauf der Ionen in der Achse des Gefäßes abhängig vom Strahlstrom der Elektronenkanone

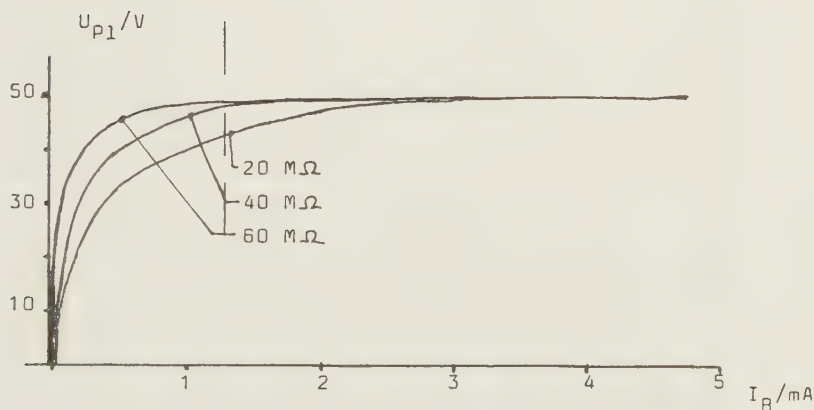


Abb. 21: Anstieg des Plasmapotentials in der Achse des Gefäßes mit dem Strahlstrom
Parameter: Meßwiderstand

$$c_i(r=0)$$

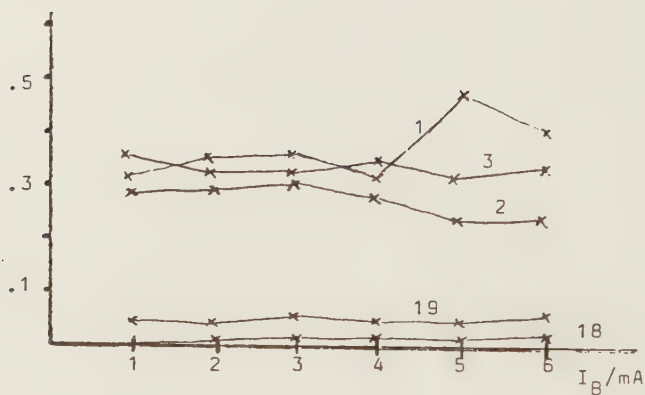


Abb. 22: Abhängigkeit der Ionenkonzentrationen vom Strahlstrom -in der Achse ermittelt-

$$n_i / 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

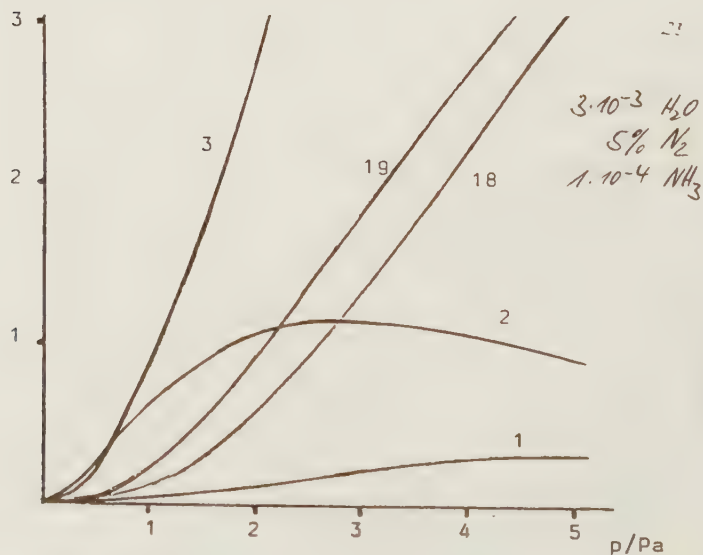


Abb. 23: Berechnete Dichteabhängigkeit der Ionensorten in der Achse vom Druck

$$n_i(r=0) / 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

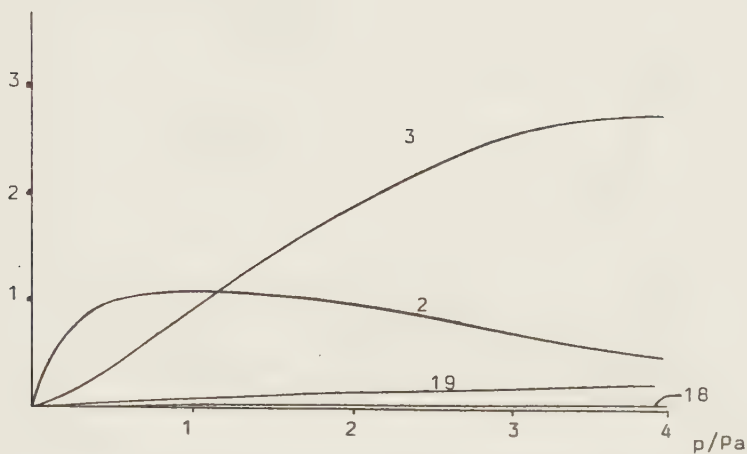


Abb. 24: Gemessene Dichteabhängigkeit der Ionensorten
in der Achse vom Druck

$$n_i(r=0) / 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

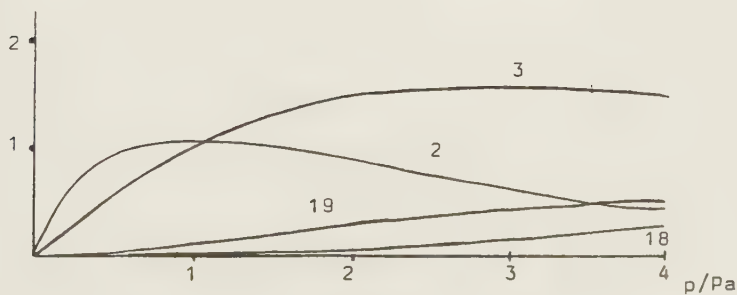


Abb. 25: Erwarteter Dichteverlauf nach Einführung
einer Stromdichtekorrektur $\sim 1/p$

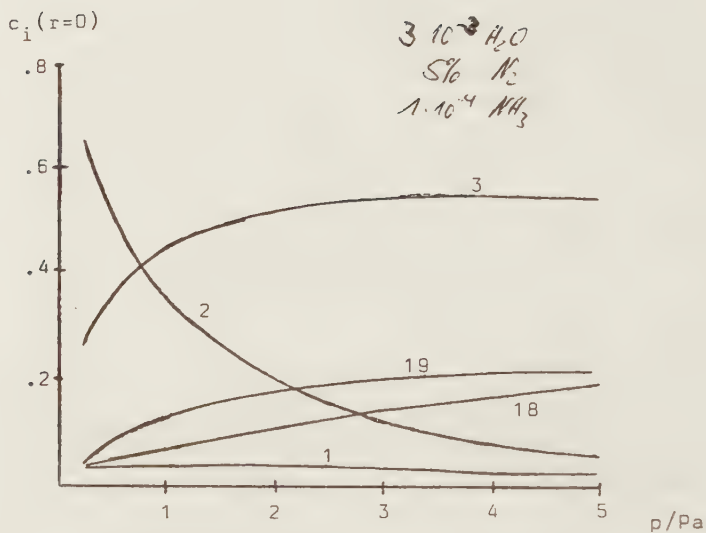


Abb. 26: Berechneter Konzentrationsverlauf der Ionensorten in der Achse abhängig vom Druck

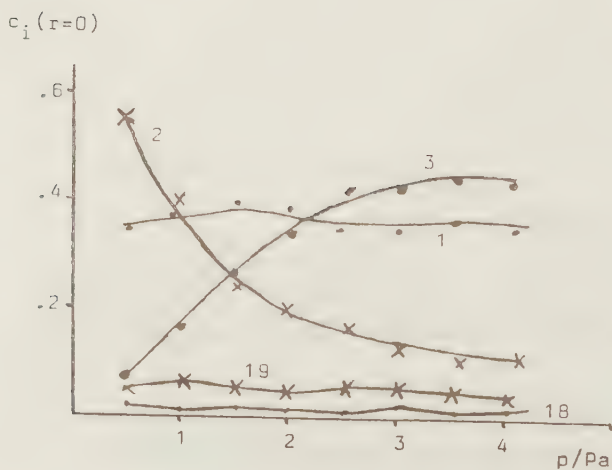


Abb. 27: Konzentrationsverläufe in der Achse gemessen

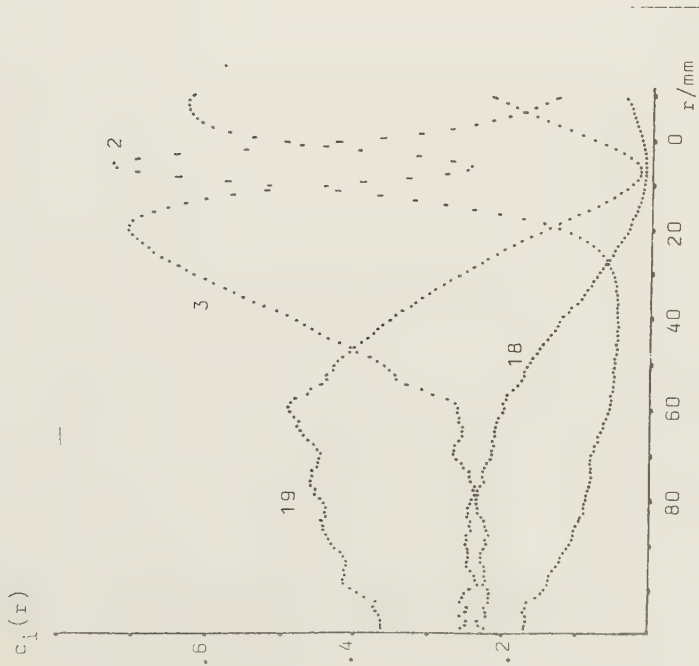


Abb. 28a: Konzentrationsprofile (ohne Masse 1 ausgewertet) bei $p = 1 \text{ Pa}$, $I_B = 3 \text{ mA}$

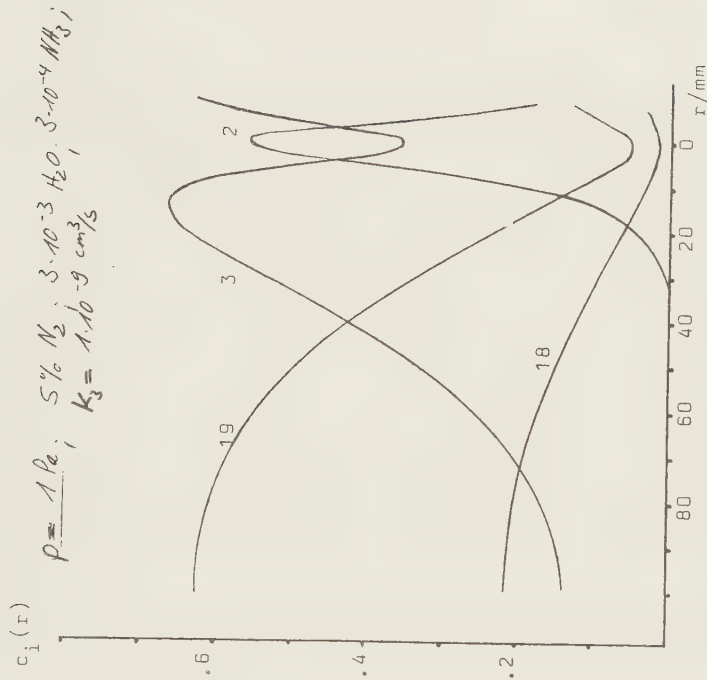


Abb. 29a: Konzentrationsprofile nach der Berechnung mit dem 8-Komp.-Modell

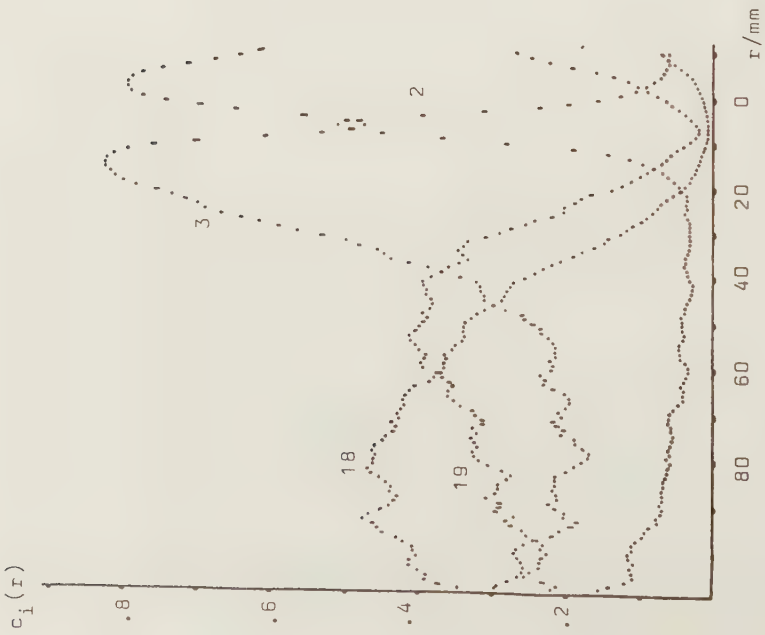


Abb.28b: Konzentrationsprofile (ohne Masse 1 ausgewertet) bei $p = 2 \text{ Pa}$, $I_B = 3 \text{ mA}$

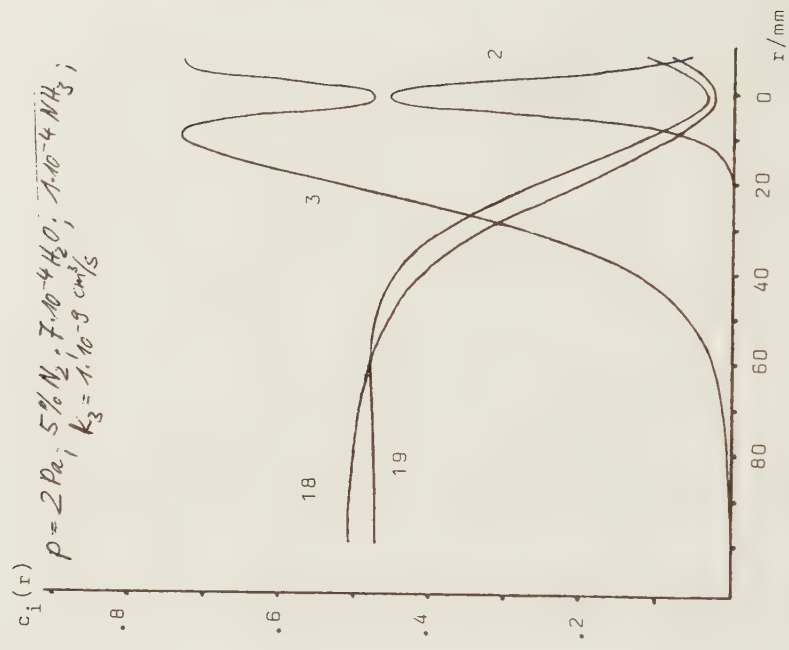


Abb. 29b: Konzentrationsprofile nach der Berechnung mit dem 8-Komp.-Modell

$p = 2 \text{ Pa}$, $5\% \text{ N}_2$, $7 \cdot 10^{-4} \text{ H}_2\text{O}$, $1 \cdot 10^{-4} \text{ NH}_3$;
 $K_3 = 1 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$

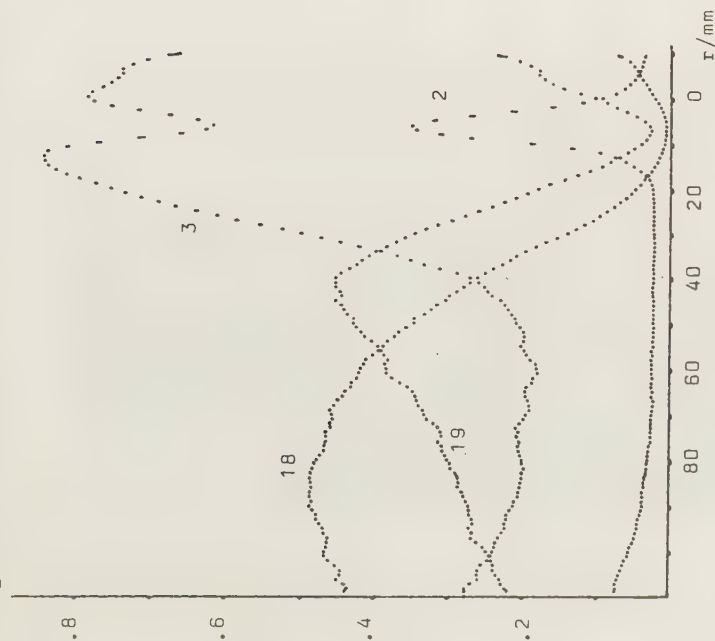
$c_i(r)$ 

Abb.28c: Konzentrationsprofile (ohne Masse 1 ausgewertet) bei $p = 3 \text{ Pa}$, $I_B = 3 \text{ mA}$

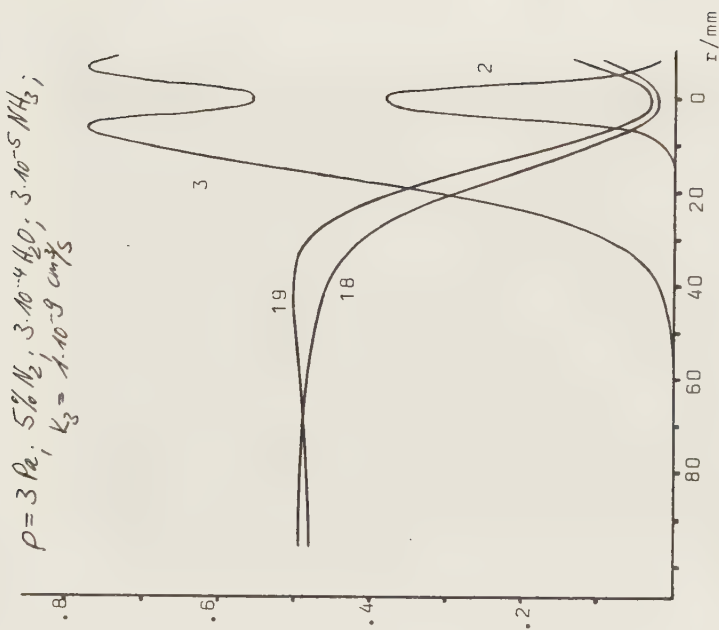
 $c_i(r)$ 

Abb.29c: Konzentrationsprofile nach der Berechnung mit dem 8-Komp.-Modell

$p = 3 \text{ Pa}$, $5\% \text{ N}_2$, $3 \cdot 10^{-4} \text{ H}_2\text{O}$, $3 \cdot 10^{-5} \text{ NH}_3$,
 $k_3 = 1 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{s}$

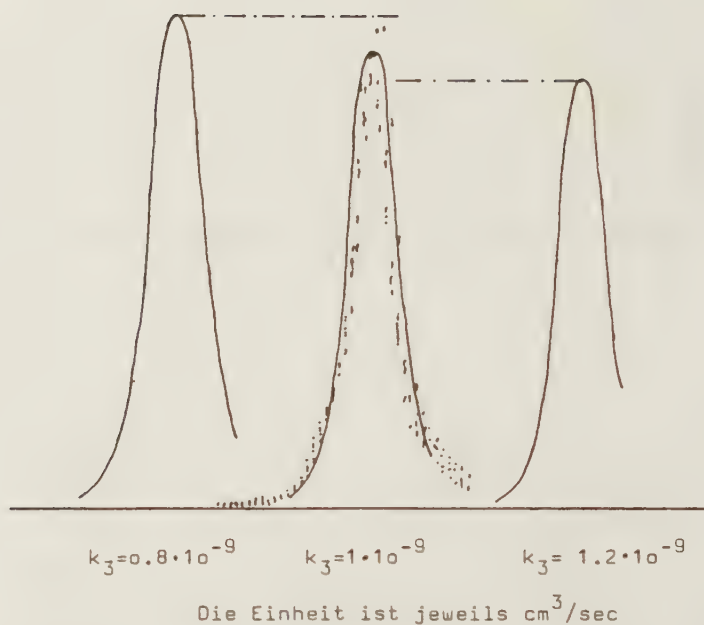


Abb. 30 : Anpassung des Ratenkoeffizienten k_3 der
 Reaktion $\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_3^+ + \text{H}$
 an den gemessenen Konzentrationsverlauf
 des Ions H_2^+ bei 2 Pa Neutralgasdruck

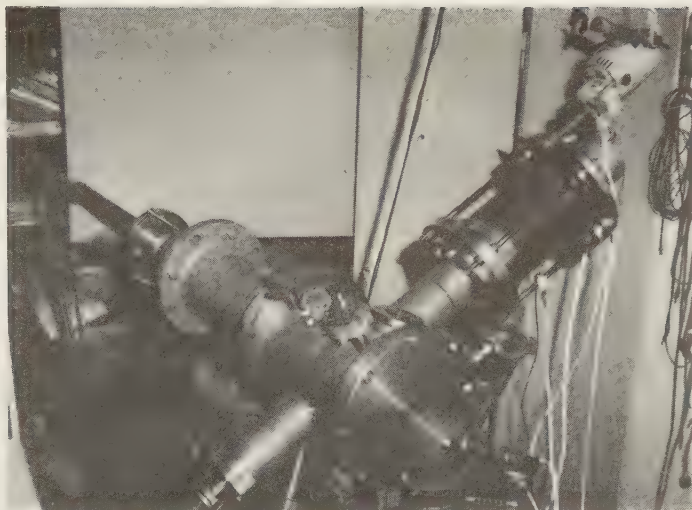


Foto 1: Gesamtansicht des Rezipienten; rechts oben
das radialbewegliche Massenspektrometer,
links hinten die Elektronenkanone

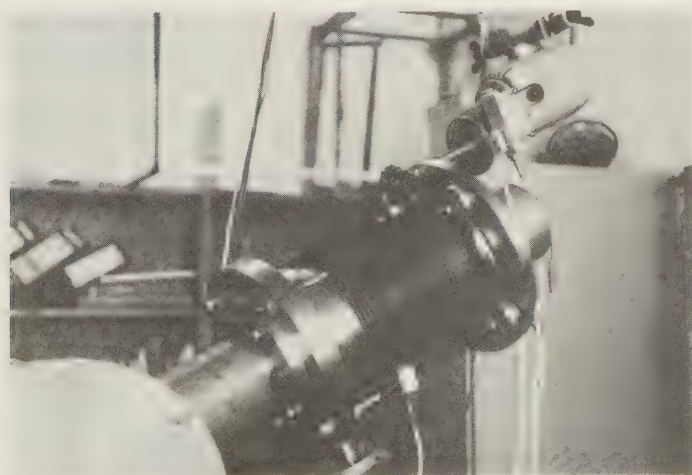


Foto 2: Die Mechanik für die Radialverstellung
mit Membranfederbalg, kettengetriebenen
Laufbuchsen und Verstellmotor

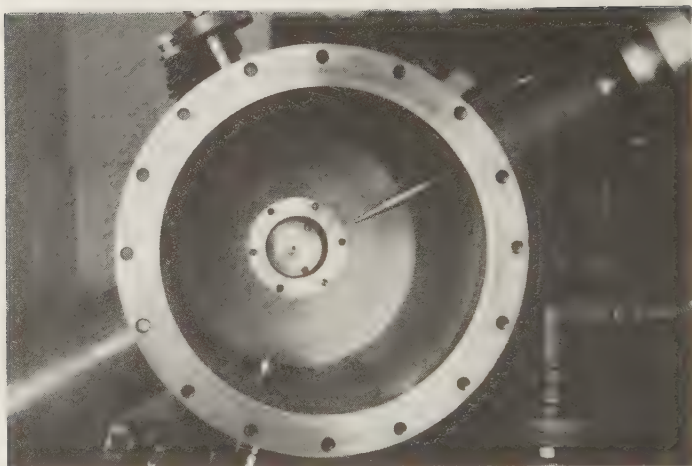


Foto 3: Blick in den geöffneten Rezipienten. Der Innenzylinder wurde entfernt, damit Elektronenkanone (hinten), Extraktionssonde und Blende für Neutralgasanalysator (unten) sichtbar sind.

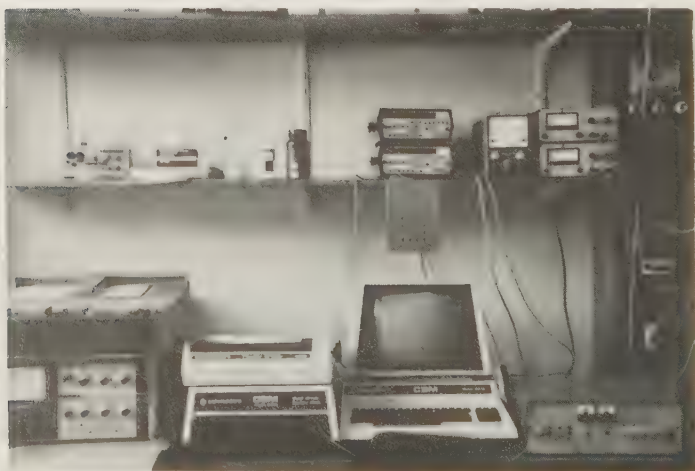


Foto 4: Die Weiterverarbeitung der verstärkten Ionenpulse. Untere Reihe von rechts: Analog-Digital-Wandler, Tischrechner, Diskettenlaufwerk und Drucker, Schreiber. Oben rechts 3 Spannungsquellen, 2 Zähler.

Lebenslauf

Am 15. Juli 1949 wurde ich, Werner Hermann Spormann, als Sohn des damaligen Kaufmanns und späteren Berufssoldaten Hermann Spormann und seiner Ehefrau Lieselotte, geborene Borchert, geboren. Mein Geburtsort Gelsenkirchen-Buer liegt in Nordrhein-Westfalen. Hier wurde ich nach Ostern 1956 eingeschult. Unsere Familie siedelte 1957 nach Sonthofen im Allgäu um, wo ich die 2.-4. Volksschulklasse besuchte. 1960 erfolgte mein Übertritt auf die Oberrealschule in Oberstdorf / Allgäu. 1962 zogen wir nach München um und ich trat in das Gisela-Gymnasium ein, wo ich 1969 das Abitur ablegte.

Im Wintersemester 1969/70 begann ich mit dem Studium der Physik, 1971 legte ich das Vordiplom und 1977 das Hauptdiplom ab. Meine Diplomarbeit befaßte sich mit Volumenrekombinationsprozessen im magnetfeldüberlagerten Glimmlichtplasma.

1977 begann ich auch mit den Vorarbeiten zu der hier vorliegenden Arbeit. Seit August 1978 war ich als wissenschaftlicher Angestellter in der Sektion Physik der Universität München angestellt. Im Rahmen dieser Tätigkeit betreute ich Studenten im Lehramtspraktikum für Gymnasiallehrer, im Fortgeschrittenenpraktikum für angehende Diplomphysiker und leitete zwei Kandidaten bei ihrer Zulassungsarbeit zur Lehramtsprüfung an.

Ab Juli 1984 werde ich eine Tätigkeit bei der Firma Messerschmitt-Bölkow-Blohm in Ottobrunn bei München antreten.

